



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Farid BENYUCEF

le mardi 21 mai 2013

Titre :

Amélioration de la prévision des écoulements turbulents par une approche
URANS avancée

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Bertrand AUPOIX - Directeur de thèse

Jury :

M. Bertrand AUPOIX - Directeur de thèse

M. Loïc TOURETTE - Examineur

M. Vincent LEVASSEUR - Examineur

M. Jean-Paul CALTAGIRONE - Examineur

M. Christian TENAUD - Rapporteur

M. Christophe CORRE - Rapporteur

Hervé BEZARD - Encadrant ONERA

REMERCIEMENTS

JE voudrais tout d'abord exprimer mes plus profonds remerciements à l'ensemble des membres de mon jury de thèse qui ont consenti à consacrer de leur temps à l'évaluation de mes travaux. Leurs remarques toujours pertinentes et constructives enrichiront certainement mes futurs travaux.

Je souhaite plus particulièrement remercier Monsieur le professeur Jean-Paul CALTAGIRONE pour avoir assuré la présidence de mon jury. J'adresse aussi mes plus chaleureux remerciements à Monsieur le professeur Christophe CORRE et à Monsieur Christian TENAUD pour avoir assuré la lourde tâche de rapporteurs. Je remercie aussi Monsieur Loïc TOURRETTE et Monsieur Vincent LEVASSEUR qui ont par leur présence manifesté l'intérêt des industriels pour mes travaux.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse Monsieur Bertrand AUPOIX et mon encadrant Monsieur Hervé BEZARD pour m'avoir accordé leur confiance en me confiant ces travaux de recherche. Leurs conseils, leur disponibilité ainsi que les efforts qu'ils ont consenti ont dans une très large mesure contribué au bon déroulement de cette thèse. Qu'ils soient assurés ici de toute ma gratitude.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Pierre MILLAN, directeur du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (DMAE), pour m'avoir accueilli au sein de son département et pour m'avoir ainsi offert l'opportunité d'effectuer ma thèse dans des conditions propices à la réussite.

Je souhaite aussi adresser mes remerciements à Monsieur Grégoire CASALIS, adjoint au directeur du DMAE, qui par son implication, participe pleinement au bon déroulement des thèses préparées au sein du DMAE.

Je souhaite aussi adresser mes remerciements à Madame Corinne PLANTADE et Madame Valérie DUPLESSIS, secrétaires au DMAE, qui contribuent quotidiennement au bon déroulement de l'ensemble des aspects administratifs.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Daniel ARNAL, mon "voisin" de bureau pendant ces trois années, pour sa bonne humeur quotidienne.

Je souhaite remercier Monsieur Michel GAZAIX, ingénieur de recherche au Département Simulation Numérique pour l'Aéroacoustique (DSNA), pour tous ses conseils et son "support" concernant le logiciel *elsA*. Ses compétences concernant le logiciel *elsA* ont largement bénéficié à la réussite de ma thèse.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Bertrand MICHEL, ingénieur de recherche au DSNA, pour m'avoir fait bénéficier à la fois de ses travaux sur les schémas numériques et aussi de son expertise sur cette thématique ; sa contribution a été très appréciée.

J'adresse, ici, mes remerciements à l'ensemble du personnel du DMAE et de l'ONERA plus généralement que j'ai eu l'occasion de rencontrer... Les nommer individuellement ici est impossible tant la liste est longue!!!

Je souhaite aussi remercier ici toute l'équipe du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML) avec une attention particulière à Monsieur le professeur Michel STANISLAS, Monsieur Jean-Marc FOUCAUT, Monsieur Sébastien COUDERT, Monsieur Jean-Philippe LAVAL qui m'ont guidé dans mes premiers pas en mécanique des fluides, en turbulence et aussi en programmation

scientifique par le biais de leurs interventions dans les cours dispensés à l'École Centrale de Lille. Le stage que j'ai eu la chance d'effectuer dans leur équipe m'a donné la passion de la recherche.

Je souhaite saluer ici l'ensemble des thésards que j'ai rencontrés à l'ONERA avec une attention particulière pour des anciens : Julien MARTY, Jegan PUSHPARAJALINGAM, Madjid BOUKRA, Vital GUTIÉRREZ FERNÁNDEZ, Olivier VERMEERSCH, Davide ZUZIO... des "contemporains" : Julien APELOIG, Jorge BRANDLE DA MOTTA, Anne BRUYAT, Germain BOYER... et les nouveaux qui seront de futurs anciens (thésards) : David VANPOUILLE, Javier RODRIGUEZ SANCHEZ, Emma CRONER, Bertrand GAZANION, Sheddia DIDORALLY, Violaine TODOROFF, Ysolde PEVEREAUD, Henri GARIH, Gianluca LAVALLE... Je ne leur souhaite que le meilleur et en particulier beaucoup de réussite !

Un remerciement particulier à mes deux collègues de bureau David VANPOUILLE et Javier RODRIGUEZ SANCHEZ (encore eux!). Qu'ils sachent que cohabiter - c'est le mot qui convient étant donné nos horaires - avec eux pendant ces deux années (et demi) a été un réel plaisir. Merci beaucoup pour tous ses bons moments et l'ambiance agréable de notre bureau !!!

Je conclurai en remerciant de tout cœur l'ensemble de ma famille. L'amour quotidien et le soutien indéfectible de mes parents, de mon frère et de ma soeur m'ont permis de tenir dans les moments difficiles et aussi de parvenir à ce niveau d'étude. Qu'il me soit donné ici l'opportunité de leur témoigner mon amour éternel.

Lieusaint, le 5 juin 2013.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES TABLEAUX	xiv
NOTATIONS	1
INTRODUCTION	5
I MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS	9
1 ÉTAT DE L'ART	11
1.1 RELATION ENTRE TURBULENCE ET COÛT DE CALCUL	12
1.2 DESCRIPTION DES APPROCHES DNS, LES ET URANS	13
1.2.1 Simulation numérique directe	13
1.2.2 Simulation des grandes échelles	14
1.2.2.1 Différences de comportement entre grosses et petites structures . .	15
1.2.2.2 Séparation mathématique des échelles ou filtrage	15
1.2.2.3 Prise en compte de l'effet des petites structures	16
1.2.2.4 Champs d'application de la LES	17
1.2.2.5 Limites de l'approche LES	17
1.2.2.6 Simulation des grandes échelles avec loi de paroi (WMLES)	19
1.2.3 Approche statistique	20
1.2.3.1 Quelques considérations générales sur l'approche statistique . . .	20
1.2.3.2 Présentation des équations URANS	21
1.2.3.3 Analogie entre les équations filtrées et moyennées	22
1.2.3.4 Fermeture des équations (U)RANS	22
1.2.3.5 Détermination de la viscosité turbulente	23
1.2.3.5.1 Modèles à une équation	23
1.2.3.5.2 Modèles à deux équations de transport	25
1.3 MÉTHODES HYBRIDES RANS/LES ET URANS AVANCÉES	31
1.3.1 Position du problème	31
1.3.2 Les méthodes hybrides RANS/LES	32
1.3.2.1 Detached Eddy Simulation version 1997 (DES97)	32
1.3.2.2 Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)	34
1.3.2.3 Compléments sur les évolutions de la DES	36
1.3.2.3.1 Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) . .	36
1.3.2.3.2 Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES)	37
1.3.2.4 Compléments sur les méthodes hybrides RANS/LES	37
1.3.3 Les modèles URANS avancés	38
1.3.3.1 Semi-Deterministic Method (SDM)	38
1.3.3.2 Partially Averaged Navier Stokes (PANS)	39
1.3.3.3 Partially Integrated Transport Model (PITM)	40

1.3.3.4	Turbulence-resolving RANS (TRANS)	42
1.3.3.5	Scale-Adaptive Simulation (SAS)	43
1.3.3.5.1	Dérivation du modèle	43
1.3.3.5.2	Intérêt physique de l'échelle L_{vK}	47
1.3.3.5.3	Capacités et limites du modèle SAS	47
2	AMÉLIORATION DU MODÈLE SAS : LE MODÈLE SAS- α L	49
2.1	LIMITES DE LA FORMULATION SAS CLASSIQUE	50
2.1.1	Phénomènes physiques en présence	50
2.1.2	Analyse du comportement du modèle SAS	50
2.2	PROPOSITION DU MODÈLE SAS- α L	51
2.2.1	Limitation de l'échelle L_{vK}	51
2.2.2	Préservation de la couche limite	51
2.2.2.1	Comportement du terme Q_{SAS} dans la sous-couche visqueuse	51
2.2.3	Calibration de la constante α	52
2.2.4	Vérification <i>a posteriori</i> de la préservation de la couche limite	53
II	MOYENS ET MÉTHODES	55
3	IMPLANTATION DES MODÈLES SAS ET SAS- α L	57
3.1	PRÉSENTATION DU SOLVEUR <i>elsA</i> DE L'ONERA	58
3.1.1	Le projet <i>elsA</i>	58
3.1.2	Architecture du logiciel <i>elsA</i>	58
3.2	IMPLANTATION DES MODÈLES SAS ET SAS- α L DANS <i>elsA</i>	59
3.2.1	Cahier des charges	59
3.2.2	Stratégie de programmation et algorithmique	61
3.2.2.1	Stratégie de programmation	61
3.2.2.2	Algorithmique	61
3.2.2.2.1	Algorithme associé à TurLAPLACVELF.for	61
3.2.2.2.2	Algorithme associé compGomGom.C	63
3.2.2.2.3	Algorithme associé à compGradkGradk.C	63
3.2.2.2.4	Algorithme associé à TurKOMenterSASSourceF.for	63
3.2.2.2.5	Version SAS- α L	64
3.2.2.3	Adjonction du terme Q_{SAS}	64
3.2.3	Validation du programme	65
3.2.4	Utilisation du modèle	65
4	POST-TRAITEMENT DES DONNÉES INSTATIONNAIRES	67
4.1	TRAITEMENT DES SIGNAUX ISSUS DE LA TURBULENCE	68
4.1.1	Rappels sur les différentes classes de signaux	68
4.1.1.1	Distinction entre signal déterministe et aléatoire	68
4.1.1.2	Classification des processus aléatoires	68
4.1.2	Analyse d'un signal instationnaire	70
4.1.2.1	Position du problème	70
4.1.2.2	Estimation du régime transitoire	70
4.1.2.2.1	Quantification de l'erreur aléatoire	70
4.1.2.2.2	Estimation de la durée du régime transitoire	72
4.1.2.3	Choix de la durée d'acquisition	72
4.1.3	Extraction de l'information d'un signal instationnaire	73
4.1.3.1	Moments statistiques	73
4.1.3.2	Fonction Densité De Probabilité (DDP)	73
4.1.3.3	Densité Spectrale de Puissance (DSP)	73
4.1.3.3.1	Le périodogramme	74
4.1.3.3.2	La méthode de Welch	76

4.2	DÉFINITION ET VISUALISATION DES STRUCTURES COHÉRENTES	76
4.2.1	Notion de structure cohérente	76
4.2.2	Identification des structures cohérentes	77
4.2.2.1	Méthodes basées sur le champ de vorticité et la pression	77
4.2.2.2	Méthodes basées sur le tenseur gradient du vecteur vitesse	78
4.2.2.3	Choix du critère Q	78
III	QUALIFICATION PRATIQUE DU MODÈLE SAS	81
5	ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE À $Re_D = 3,6 \times 10^6$	83
5.1	CHOIX DU CAS TEST ET PHYSIQUE DE L'ÉCOULEMENT	84
5.1.1	Choix du cas test	84
5.1.2	Structure des écoulements autour de cylindre	84
5.1.3	Transition dans les couches limites et le sillage : cas idéal	85
5.1.4	Régimes d'écoulement autour d'un cylindre rencontrés à $Re_D > 3,5 \times 10^6$	85
5.1.4.1	Introduction	85
5.1.4.2	Régime supercritique	86
5.1.4.3	Régime postcritique	86
5.1.5	Paramètres d'influence des écoulements autour d'un cylindre	86
5.2	REVUES DES ÉTUDES MENÉES À TRÈS HAUT NOMBRE DE REYNOLDS	87
5.2.1	Etudes expérimentales	87
5.2.2	Etudes numériques	88
5.3	SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR DU CYLINDRE	88
5.3.1	Description du cas de calcul	88
5.3.1.1	Le domaine de calcul	88
5.3.1.2	Les conditions aux limites	89
5.3.1.3	Topologie du maillage	89
5.3.2	Simulation sur maillage standard	89
5.3.2.1	Choix des paramètres	89
5.3.2.2	Simulations à l'ordre 2	90
5.3.2.2.1	Comparaison qualitative des solutions	90
5.3.2.2.2	Comparaison quantitative des solutions	93
5.3.2.3	Simulations à des ordres plus élevés	106
5.3.2.3.1	But de l'étude	106
5.3.2.3.2	Comparaison qualitative des solutions	106
5.3.2.3.3	Comparaison quantitative des solutions	108
5.3.2.4	Comparaison aux bases de données existantes	110
5.3.2.4.1	Comparaison des coefficients de portance et de traînée	110
5.3.2.4.2	Comparaison des coefficients de pression	112
5.3.2.4.3	Comparaison des profils de vitesse	113
5.4	CONCLUSIONS	119
6	ÉCOULEMENT SUR UNE CONFIGURATION DE MARCHÉ DESCENDANTE	121
6.1	ÉTAT DE L'ART	122
6.1.1	Intérêt de la configuration de marche descendante	122
6.1.2	Physique de l'écoulement de marche descendante	122
6.1.2.1	Généralités	122
6.1.2.2	La couche cisailée	122
6.1.2.3	Recollement et restructuration aval	123
6.1.2.4	Fréquences caractéristiques	124
6.1.2.5	Paramètres d'influence de l'écoulement de marche descendante	124
6.1.3	Choix de la configuration expérimentale de Driver & Seegmiller	124
6.2	ÉTUDE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT DE MARCHÉ DESCENDANTE	125

6.2.1	Paramètres de la simulation numérique	125
6.2.2	Influence du modèle de turbulence	126
6.2.2.1	Topologie de l'écoulement	126
6.2.2.2	Comparaison des profils de vitesse	127
6.2.3	Influence du schéma de discrétisation spatiale	128
6.2.3.1	Justification de l'étude	128
6.2.3.2	Topologie de l'écoulement	129
6.2.3.3	Comparaison des profils de vitesse	130
6.3	INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE LIMITE	133
6.4	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	133
7	ÉCOULEMENT TRANSSONIQUE AFFLEURANT LA CAVITÉ M219	135
7.1	INTRODUCTION	136
7.2	ÉTAT DE L'ART SUR LA CONFIGURATION D'ÉCOULEMENT AFFLEURANT UNE CAVITÉ	136
7.2.1	Classification des écoulements de cavité	136
7.2.2	Description des mécanismes physiques en présence	137
7.2.3	Conclusions des études numériques antérieures	139
7.3	CAS DE CALCUL : LA CAVITÉ M219	139
7.3.1	Caractéristiques de la cavité M219 et de l'écoulement associé	139
7.3.2	Conditions aux limites et paramètres numériques retenus	140
7.3.3	Acquisition et post-traitements des données	142
7.3.3.1	Acquisition des données expérimentales	142
7.3.3.2	Acquisition des données numériques	143
7.3.3.2.1	Description de la méthode	143
7.3.3.2.2	Estimation de la durée du régime transitoire	143
7.3.3.2.3	Durée de l'acquisition	143
7.3.3.2.4	Conversion des signaux en SPL	144
7.4	COMPARAISON DES RÉSULTATS SUR LES MAILLAGES STANDARDS M1 ET M2	145
7.4.1	Analyse qualitative	145
7.4.2	Analyse quantitative	148
7.5	EFFET D'UN MAILLAGE GROSSIER	151
7.6	CONCLUSION DE L'ÉTUDE DE LA CAVITÉ M219	153
8	JET CHAUD DÉBOUCHANT DANS UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE	155
8.1	PRÉSENTATION DU SYSTÈME DE DÉGIVRAGE DES NACELLES D'AVION	156
8.1.1	Objectifs du projet MAEVA	156
8.1.2	Système de dégivrage des nacelles d'avion	156
8.2	MÉCANISMES PHYSIQUES AU SEIN DU JICF ET SYNTHÈSE DES ÉTUDES NUMÉRIQUES	157
8.2.1	Mécanismes physiques des JICF	157
8.2.1.1	Tourbillons de la couche cisailée	157
8.2.1.2	Tourbillons en fer à cheval	158
8.2.1.3	Paires contrarotatives	158
8.2.1.4	Tourbillons de sillage	158
8.2.1.5	Fréquences caractéristiques du JICF	158
8.2.2	Synthèse bibliographique des études numériques sur le JICF	159
8.3	DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE ÉLABORÉE DANS LE CADRE DU PROJET MAEVA	160
8.3.1	Soufflerie F2 de l'ONERA	161
8.3.2	Présentation de la maquette du projet MAEVA	161
8.3.3	Présentation des moyens de mesure	162
8.4	ÉTUDE NUMÉRIQUE DE LA CONFIGURATION DE HJICF	163
8.4.1	Paramètres numériques de la simulation	163
8.4.1.1	Domaine de calcul et conditions aux limites	163
8.4.1.2	Maillage du domaine de calcul	163
8.4.1.3	Méthodes numériques utilisées pour les simulations	163

8.4.2	Analyse des structures au sein de l'écoulement	164
8.4.3	Comparaisons aux bases de données MAEVA	166
8.4.3.1	Présentation des post-traitements effectués	166
8.4.3.2	Etude spectrale	166
8.4.3.3	Analyse des grandeurs dynamiques	168
8.4.3.4	Analyse des champs d'efficacité thermique	175
8.4.3.4.1	Champs d'efficacité dans le panache et le sillage du jet . .	179
8.5	CONCLUSIONS	181
CONCLUSION GÉNÉRALE		183
A	ANNEXES	185
A.1	LE SOLVEUR NAVIER-STOKES DE L'ONERA : <i>elsA</i>	186
A.1.1	Hypothèses de travail du logiciel <i>elsA</i>	186
A.1.1.1	Equations basiques gouvernant le mouvement d'un fluide	186
A.1.1.1.1	Hypothèses de travail	186
A.1.1.1.2	Equations de Navier-Stokes	186
A.1.1.1.3	Equations d'état	187
A.1.1.1.4	Lois constitutives	187
A.1.1.2	Equations de Navier-Stokes moyennées	188
A.1.2	Résolution des équations de Navier-Stokes	189
A.1.2.1	Principe de la méthode des volumes finis	189
A.1.2.1.1	Choix des volumes de contrôle	189
A.1.2.1.2	Discrétisation spatiale des équations de NS	189
A.1.2.2	Calcul des flux convectifs	190
A.1.2.2.1	Discrétisation centrée avec dissipation artificielle	190
A.1.2.2.2	Discrétisation décentrée de Roe	192
A.1.2.2.3	Discrétisation par l'approche AUSM	195
A.1.3	Discrétisation des flux diffusifs	197
A.1.4	Intégration temporelle des équations de Navier-Stokes	197
A.1.4.1	Schéma d'Euler rétrograde	197
A.1.4.2	Schéma de Gear	198
A.2	CYLINDRE À FORT NOMBRE DE REYNOLDS : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES	199
A.2.1	Simulation sur maillage grossier	199
A.2.1.1	Choix des paramètres	199
A.2.1.1.1	Comparaison qualitative des solutions	199
A.2.1.1.2	Comparaison quantitative des solutions	200
A.2.2	Résultats complémentaires sur les schémas d'ordre élevé	211
A.2.2.1	Analyse des coefficients aérodynamiques	211
A.2.2.2	Analyse des signaux de vitesse acquis dans le sillage du cylindre .	214
A.3	ÉCOULEMENT AU-DESSUS D'UNE MARCHÉ DESCENDANTE	217
A.4	CAVITÉ M219 : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES	225
A.5	HJICF : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES	231
BIBLIOGRAPHIE		241

LISTE DES FIGURES

1.1	Schéma de la cascade énergétique de Kolmogorov	12
1.2	Comparaison DNS et expérience sur une marche descendante	14
1.3	Séparation entre échelles résolues et échelles modélisées	15
1.4	Simulation LES d'une marche descendante	18
1.5	Visualisation d'une couche limite turbulente	19
1.6	Schéma de principe de l'approche WMLES	20
1.7	Principe de l'approche statistique (RANS)	20
1.8	Grandeur instantanée et résolue par l'approche URANS	21
1.9	Principe de la DES	32
1.10	Simulation URANS et DES d'un train d'atterrissage	33
1.11	Simulation DDES d'une configuration de profil d'aile tri-corps	36
1.12	Simulation ZDES d'une configuration d'avion civil	37
1.13	Décomposition du spectre adoptée dans l'approche PITM	41
1.14	Expérience "virtuelle" de zone logarithmique	44
1.15	Simulation d'une configuration de THI	46
1.16	Comportement de l'échelle L_{vK}	47
1.17	Structures turbulentes dans un écoulement autour d'un FA-5	48
2.1	Couche de mélange sur la marche descendante	50
2.2	Représentation graphique de la fonction F_1	52
2.3	Profils de vitesse sur un écoulement de plaque plane	54
3.1	Diagramme simplifié du module Tur	60
4.1	Réalizations d'un processus aléatoire	69
4.2	Estimation du régime transitoire sur C_L	72
4.3	Signaux issus de processus aléatoires et DDP associée	74
4.4	Influence du critère de visualisation des structures	79
5.1	Transitions au sein d'un écoulement autour du cylindre	85
5.2	DSP de C_L expérimentale	86
5.3	Paramètres d'influence de la transition	87
5.4	Maillage de la configuration de cylindre	90
5.5	Cylindre (maillage standard - ordre 2) : Iso-surfaces de Q	92
5.6	Cylindre (maillage standard - ordre 2) : champ de vitesse moyenne	94
5.7	Cylindre (maillage standard - Jameson) : quantités turbulentes	95
5.8	Cylindre (maillage standard - Roe) : quantités turbulentes	96
5.9	Cylindre (maillage standard - Ordre 2) : coefficients aérodynamiques	98
5.10	DDP de C_L expérimentale	99
5.11	Cylindre (maillage standard - Ordre 2) : DDP de C_L	100
5.12	Cylindre (maillage standard - Ordre 2) : DSP de C_L	101
5.13	Sondes dans le sillage du cylindre	102
5.14	Cylindre (maillage standard) : v_y/U_0 : schémas d'ordre 2	103
5.15	Cylindre (maillage standard) : convergence de la RMS de v_y	104
5.16	Cylindre (maillage standard) : Spectre de k	105

5.17	Simulation ZDES d'un écoulement d'arrière-corps	106
5.18	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : Iso-surfaces de Q	107
5.19	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : champ de vitesse moyenne	108
5.20	Cylindre (maillage standard - modèle SAS - Ordre élevé) : quantités turbulentes	109
5.21	Cylindre (maillage standard - modèle SAS- α L - Ordre élevé) : quantités turbulentes	110
5.22	Cylindre (maillage standard) : comparaisons des C_p : ordre 2	113
5.23	Cylindre (maillage standard) : comparaisons des C_p : ordre élevé	113
5.24	Cylindre (maillage standard) : profils de vitesse : Jameson	114
5.25	Cylindre (maillage standard) : profils de vitesse : Roe	115
5.26	Cylindre (maillage standard) : profils de vitesse : SAS ordre élevé	116
5.27	Cylindre (maillage standard) : profils de vitesse : SAS- α L ordre élevé	117
5.28	Champs moyens en LES et URANS	118
5.29	Profils de vitesse LES et URANS	118
6.1	Marche descendante : régions caractéristiques de l'écoulement	122
6.2	Marche descendante : formation des tourbillons en Λ	123
6.3	Marche descendante : domaine de calcul	125
6.4	Marche descendante : maillage	126
6.5	Marche descendante (ordre 2) : Iso-surfaces du critère Q	127
6.6	Marche descendante : comparaison des profils de vitesse (ordre 2)	128
6.7	Marche descendante : maillage	129
6.8	Marche descendante (ordre élevé) : Iso-surfaces du critère Q	130
6.9	Marche descendante : comparaison des profils de vitesse (ordre 3)	131
6.10	Marche descendante : comparaison des profils de vitesse (ordre 5)	132
6.11	Marche descendante : comparaison des profils de vitesse (ordre 7)	132
6.12	Marche descendante : injection uniforme (ordre 2) : Iso-surfaces du critère Q	133
7.1	Interaction structure turbulente/bec aval de la cavité	137
7.2	Visualisation par strioscopie d'un écoulement au-dessus d'une cavité	137
7.3	Phénomène de boucle de rétroaction	138
7.4	Cavité M219	140
7.5	Cavité M219 : domaine de calcul et conditions aux limites	140
7.6	Maillage M1	141
7.7	Maillage M2	141
7.8	Signaux de pression expérimentaux	142
7.9	Analyse de la convergence des RMS : modèle SAS- α L - Maillage M1	143
7.10	Signaux de pression prévus numériquement	144
7.11	Iso-surfaces du critère Q : Maillage M1 et M2	146
7.12	Module de vortacité $ \Omega $: Maillage M1 et M2	147
7.13	Cavité M219 : module de vortacité : DES	147
7.14	Rapport μ_t/μ : Maillage M1 et M2	148
7.15	Cavité M219 : Prévisions de RMS : Maillage M1 et M2	149
7.16	Cavité M219 : Erreurs relatives associées aux RMS : Maillage M1 et M2	149
7.17	Cavité M219 : Comparaison des SPL : kulites 20 et 29	150
7.18	Iso-surfaces du critère Q : Maillage M2 (1 point sur 2)	151
7.19	Prévisions de RMS et erreurs relatives associées : Maillage M1_1p2	152
7.20	SPL : kulites 20 et 29 : Maillage M2 (1 point sur 2)	152
8.1	Sortie du système de dégivrage de bord d'attaque de turboréacteur	156
8.2	Structures d'un jet débouchant dans un écoulement transverse	157
8.3	Tourbillons de la couche cisailée	157
8.4	Tourbillons en fer à cheval	158
8.5	Tourbillons en forme d'arches obtenues par LES	160
8.6	Schématisation de la formation des tourbillons en forme d'arches	160
8.7	Schéma de principe du circuit de F2	161

8.8	Définition de la zone d'étude sur la nacelle et transposition à la maquette	161
8.9	Maquette réalisée pour la campagne d'essais en soufflerie	162
8.10	Jet : Maillage du domaine de calcul (complet)	164
8.11	Jet : Maillage du domaine de calcul (coupe dans le plan médian)	164
8.12	Jet : iso-surfaces du critère Q	165
8.13	Jet : Localisation des sondes	167
8.14	Jet : Signal de v_y et DSP (Π_6)	168
8.15	Jet : Champ de u/U_0 dans le plan $x = 0,03m$	169
8.16	Jet : Champ de u/U_0 dans le plan $x = 0,07m$	170
8.17	Jet : Champ de u/U_0 dans le plan $x = 0,24m$	170
8.18	Jet : Champ de u/U_0 dans le plan $y = 0m$	171
8.19	Jet : Champ de u/U_0 dans le plan $z = 0,002m$	171
8.20	Jet : Champ de k/U_0^2 dans le plan $y = 0m$	172
8.21	Jet : Champ de k/U_0^2 dans le plan $z = 0,002m$	172
8.22	Jet : Comparaison des profils de u/U_0 dans le sillage	173
8.23	Jet : Comparaison des profils de \sqrt{k}/U_0 dans le sillage	174
8.24	Jet : efficacité thermique pariétale	176
8.25	Jet : profil de η selon la ligne centrale	177
8.26	Jet : profil de η à $x = 0,03m$, $x = 0,07m$ et $x = 0,24m$	178
8.27	Jet : Champ de η dans le plan $x = 0,03m$	179
8.28	Jet : Champ de η dans le plan $x = 0,07m$	180
8.29	Jet : Champ de η dans le plan $x = 0,24m$	180
A.1	Reconstruction centrée et décentrée du vecteur d'état	194
A.2	Estimation linéaire de la solution	194
A.3	Effets des limiteurs de pente	195
A.4	Cylindre (maillage grossier) : Iso-surfaces de Q	199
A.5	Cylindre (maillage grossier) : champ de $\langle u \rangle$	201
A.6	Cylindre (maillage grossier - Jameson) : quantités turbulentes	203
A.7	Cylindre (maillage grossier - Roe) : quantités turbulentes	204
A.8	Cylindre (maillage grossier) : coefficients aérodynamiques	205
A.9	Cylindre (maillage grossier) : DDP de C_L	206
A.10	Cylindre (maillage grossier) : DSP de C_L	207
A.11	Cylindre (maillage grossier) : v_y/U_0 : schémas d'ordre 2	209
A.12	Cylindre (maillage grossier - Jameson) : convergence de la valeur RMS de v_y	209
A.13	Cylindre (maillage grossier) : Spectre de k	210
A.14	Cylindre (maillage standard) : C_x et C_z : schéma d'ordre élevé	211
A.15	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : DDP de C_L	212
A.16	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : DSP de C_L	213
A.17	Cylindre (maillage standard) : v_y/U_0 : schémas d'ordre élevé	214
A.18	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : convergence de la RMS de v_y	215
A.19	Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : Spectre de k	216
A.20	Annexe Marche descendante : profils de vitesse (ordre 2)	217
A.21	Annexe Marche descendante : profils de vitesse (ordre 2)	218
A.22	Annexe Marche descendante : profils de vitesse (ordre 3)	219
A.23	Annexe (fin) Marche descendante : profils de vitesse (ordre 3)	220
A.24	Annexe Marche descendante : profils de vitesse (ordre 5)	221
A.25	Annexe (fin) Marche descendante : profils de vitesse (ordre 5)	222
A.26	Annexe Marche descendante : profils de vitesse (ordre 7)	223
A.27	Annexe (fin) Marche descendante : profils de vitesse (ordre 7)	224
A.28	Annexe : Convergence des RMS	225
A.29	Annexe : Convergence des RMS	226
A.30	Annexe : SPL : maillage M1	227
A.31	Annexe : SPL : maillage M2 standard	228

A.32 Annexe : SPL : maillage M1 (1 point sur 2)	229
A.33 Annexe : SPL : maillage M2 (1 point sur 2)	230
A.34 Jet : champ de température (coupe dans le plan médian)	231
A.35 Jet : Localisation des sondes	232
A.36 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_1)	232
A.37 Jet : Localisation des sondes	233
A.38 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_2)	233
A.39 Jet : Localisation des sondes	234
A.40 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_3)	234
A.41 Jet : Localisation des sondes	235
A.42 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_5)	235
A.43 Jet : Localisation des sondes	236
A.44 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_{19})	236
A.45 Jet : Localisation des sondes	237
A.46 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_{20})	237
A.47 Jet : Localisation des sondes	238
A.48 Jet : Signal de v_y et DSP (Π_{21})	238
A.49 Jet : Champ de \sqrt{k}/U_0 dans le plan $x = 0,03m$	239
A.50 Jet : Champ de \sqrt{k}/U_0 dans le plan $x = 0,07m$	239
A.51 Jet : Champ de \sqrt{k}/U_0 dans le plan $x = 0,24m$	240

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Coût d'une DNS	13
1.2	Principales échelles de fermetures à deux équations	25
1.3	Différentes calibrations des constantes du modèle $k - \varepsilon$	27
1.4	Construction des constantes du modèle SST	29
1.5	Synthèse des diverses approches	31
1.6	Valeurs des constantes du modèle $k - \sqrt{k}L - SAS$	45
3.1	Fragmentation du noyau du code de calcul <i>elsA</i>	59
3.2	Identification des dérivées spatiales	62
5.1	Cylindre maillage standard : St, Fl et Sk	111
5.2	Cylindre maillage standard : C_D	112
6.1	Caractéristiques physiques de l'écoulement de marche descendante	125
6.2	Prévisions du point de recollement	131
7.1	Numéros des kulites et positions associées	142
8.1	Jet : Localisation des sondes	167
8.2	Jet : Fréquences caractéristiques du jet	168
A.1	Cylindre (maillage grossier) : C_D, St, Fl et Sk	207

NOTATIONS

Acronymes et caractères latins

AGARD	Advisory Group for Aerospace Research and Developpment
ARSM	Algebraic Reynolds Stress Model
AUSM	Advection Upstream Splitting Method
BSL	BaSeLine
c	célérité du son
C_D	Coefficient de traînée
C_{DES}	constante du modèle SA-DES
C_K	constante de Kolmogorov
C_L	Coefficient de portance
C_μ	constante
C_s	constante de Smagorinsky
CFD	Computational Fluid Dynamics
d	distance à la paroi
D	diamètre du cylindre ou profondeur de la cavité
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DDP	Densité de Probabilité
DES	Detached Eddy Simulation
DIT	Decaying Isotropic Turbulence
DNS	Direct Numerical Simulation
DSP	Densité Spectrale de Puissance
<i>elsA</i>	ensemble logiciel pour la simulation Aérodynamique
E	énergie totale
$E[.]$	Espérance mathématique
$E(\kappa)$	Spectre d'énergie cinétique de turbulence
EVM	Eddy Viscosity Models
F_1	Fonction de transition introduite dans le modèle BSL
Fl	Flatness
FDS	Flux-Difference Splitting
FVM	Finite Volume Method
Gflops	Giga floating-point operations per second
GIS	Grid Induced Separation
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation
H	Hauteur de la marche
HJICF	Hot Jet In a Cross Flow
JICF	Jet In a Cross Flow
k	énergie cinétique de turbulence
K	Kelvin
$l.p.m.$	libre parcours moyen
L	échelle de longueur caractéristique de la turbulence ou longueur de la cavité
L_{Rotta}	Echelle de longueur du modèle $k - kL$ de Rotta
L_K	échelle de longueur de Kolmogorov

L_{vK}	échelle de longueur de von Kármán
LES	Large Eddy Simulation
LESFOIL	Large-Eddy Simulation of Flow Around a High Lift Airfoil
LLM	Logarithmic Layer Mismatch
LNS	Limited Numerical Scales
m	mètre
M	nombre de Mach
MAEVA	Modélisation Aérothermique des Ecoulements en Ventilation Avion
MMC	Mécanique des Milieux Continus
MSD	Modelled Stress Depletion
MSE	Mean Squared Error
MUSCL	Monotonic-Upstream-centered Schemes for Conservative Laws
$O(\cdot)$	notation de Landau
OES	Organized Eddy Simulation
OO	Orienté Objet
p	pression
P_k	production d'énergie cinétique de turbulence
Pa	Pascal
PANS	Partially Averaged Navier Stokes
Pr	nombre de Prandtl
Pr_t	nombre de Prandtl turbulent
PITM	Partially Integrated Transport Model
\underline{q}	flux de chaleur
q_{SGS}	énergie cinétique de sous-maille
Q_{SAS}	terme source dans l'équation de transport de ω dans le modèle SAS
\underline{R}	tenseur de Reynolds
\overline{QDNS}	Quasi Direct Numerical Simulation
R_{xx}	fonction d'auto-corrélation de la grandeur x
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
Re	nombre de Reynolds
RMS	Root-Mean Square
RSM	Reynolds Stress Model
s	seconde
$\underline{\underline{S}}$	tenseur taux de déformation
\hat{S}_{per}	périodogramme
\hat{S}_W	estimateur du spectre par la méthode de Welch
S_x	Spectre de la grandeur x
Sk	Skewness
SA	Spalart-Allmaras
SAS	Scale-Adaptive Simulation
SAS- αL	Modèle SAS avec limitation de l'échelle L_{vK}
SDM	Semi-Deterministic Model
SGS	Subgrid-Scale Model
SPL	Sound Pressure Level : niveau de pression sonore
SST	Shear Stress Transport
T	échelle de temps caractéristique de la turbulence, période ou encore température
T_c	temps de convection
$Tflops$	Tera floating-point operations per second
TRANS	Turbulence-Resolving Reynolds Averaged Navier-Stokes

URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
\underline{u}	Vecteur vitesse
u	projection selon l'axe (Ox) du vecteur vitesse
u_τ	vitesse de frottement
U	projection selon l'axe (Ox) du vecteur vitesse moyenne
VLES	Very Large Eddy Simulation
v	projection selon l'axe (Oy) du vecteur vitesse
V	projection selon l'axe (Oy) du vecteur vitesse moyenne
v_K	échelle de vitesse de Kolmogorov
w	projection selon l'axe z du vecteur vitesse
W	projection selon l'axe (Oz) du vecteur vitesse moyenne ou largeur de la cavité
WALE	Wall-Adapting Local Eddy-viscosity
WMLES	Wall Modelled Large Eddy Simulation (LES avec loi de paroi)
X-LES	eXtra-Large Eddy Simulation

Lettres Grecques

α	constante du modèle $k - \omega$ de Wilcox et constante du limiteur du modèle SAS- α L
β^*	constante du modèle SST
γ	constante du modèle SST
δ	épaisseur de la couche limite
δ_{ij}	symbole de Kronecker
Δ	taille locale de maille, opérateur laplacien
ε	taux de dissipation
ζ_2	constante du modèle SAS
η	nombre d'onde, efficacité thermique
η_c	nombre d'onde de coupure
κ	constante de von Kármán, nombre d'onde
κ_T	conductivité thermique
λ	coefficient de Lamé
μ	viscosité dynamique
μ_t	viscosité dynamique turbulente
μ_x	moyenne d'ensemble de la grandeur x
ν	viscosité cinématique
ν_t	viscosité cinématique turbulente
σ	nombre de Prandtl-Schmidt
$\underline{\underline{\sigma}}$	tenseur des contraintes
$\underline{\underline{\tau}}$	tenseur des contraintes visqueuses, tenseur de sous-maille ou tenseur de Reynolds
ω	fréquence ou taux de dissipation spécifique
Ω	domaine de calcul
$\underline{\underline{\Omega}}$	tenseur taux de vortacité

Indices et Exposants

K	Kolmogorov
vK	von Kármán

INTRODUCTION

Pendant longtemps, la mécanique des fluides n'a été envisagée que sous deux aspects : expérimental et théorique. Toutefois, au XX^{ème} siècle, elle a su tirer bénéfice du développement massif de l'outil informatique, pour donner naissance à la mécanique des fluides numérique (CFD pour Computational Fluid Dynamics). La CFD tisse un lien étroit entre la mécanique des fluides théorique et la mécanique des fluides expérimentale (et d'autres domaines scientifiques dont l'analyse numérique, l'informatique...). En effet, à l'heure actuelle, un effort de recherche important est dédié au développement de modèles mathématiques pour représenter la physique des écoulements, qui sont ensuite implantés dans les codes de calcul dont le résultat des simulations est confronté aux bases de données expérimentales.

L'intérêt grandissant porté à la mécanique des fluides numérique réside en grande partie dans ses avantages par rapport à la mécanique des fluides expérimentale. La simulation numérique permet d'étudier des écoulements potentiellement dangereux tels que ceux qui se produisent en environnement hostile, d'accéder à des grandeurs difficilement voire impossibles à mesurer ou encore de faire varier facilement des paramètres de la simulation au contraire des dispositifs expérimentaux qui sont nettement moins flexibles. Tous ces aspects rendent la simulation numérique particulièrement attrayante lors des phases d'avant-projet. A titre d'exemple, dans l'industrie aéronautique, le passage en soufflerie se révèle coûteux en temps et financièrement. Aussi, afin d'éviter de multiples passages en soufflerie et ainsi optimiser cette étape, la conduite au préalable d'une étude numérique poussée s'avère particulièrement utile.

Bien que la simulation numérique revêt de nombreux avantages, elle soulève aussi de nombreux problèmes. En particulier, la simulation des écoulements turbulents, qui forment la classe d'écoulements les plus répandus dans la pratique, constitue un défi majeur. En effet, les méthodes développées pour traiter ces écoulements demeurent très insatisfaisantes dans la mesure où les approches les plus précises (Direct Numerical Simulation (DNS), Large-Eddy Simulation (LES)) sont trop coûteuses (en temps et mémoire consommée) pour être utilisées sur des applications industrielles alors que d'autres moins précises (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS)), bien que très largement utilisées, ne permettent pas de représenter fidèlement la physique des écoulements présentant une grande complexité.

A la fin des années 90, fort du constat que la simulation aux grandes échelles (LES) ne serait pas utilisable à l'échelle industrielle avant la deuxième moitié du XXI^{ème} siècle et que l'approche statistique (RANS) ne pourrait pas représenter toute la complexité des écoulements turbulents, Spalart (2000) propose une approche capable de modéliser l'écoulement dans les zones où la physique s'y prête bien et à résoudre l'écoulement dans les zones où la physique est complexe. Bien que cette approche, dite Detached-Eddy Simulation (DES), ait soulevé des problèmes pointus, elle a ouvert la voie à d'autres approches basées sur la même idée et qui semblent de plus en plus trouver un écho chez les ingénieurs et les chercheurs.

Parmi ces approches, la simulation aux échelles adaptées (SAS pour Scale-Adaptive Simulation) développée par Menter et al. est particulièrement intéressante dans la mesure où elle présente un comportement similaire à celui de la DES tout en s'affranchissant de certains de ses inconvénients. Outre son intérêt scientifique, il est très facile d'adapter un code de calcul existant pour mettre à disposition des utilisateurs l'approche SAS. Par ailleurs, cette approche peut être employée sur des maillages comparables à ceux utilisés en URANS, sans nécessité de raffinement extrême comme en LES, ce qui constitue un atout indéniable dans le contexte industriel. Cette méthode étant relativement récente, elle n'a pas fait l'objet d'une mise à l'épreuve suffisante pour en évaluer les performances. De plus, des études récentes (Menter et al. 2009) montrent

certaines limites quant à l'approche SAS qui nécessitent des éclaircissements. Cette étude a donc pour but de nourrir la réflexion sur cette approche et d'en évaluer en particulier l'intérêt pratique pour les besoins industriels.

Ce manuscrit est scindé en trois parties. La première partie, intitulée "Modélisation des écoulements turbulents" et composée de deux chapitres, a une vocation théorique. Elle vise d'une part à mettre en valeur le défi que représente la simulation des écoulements, d'autre part à présenter les principales techniques de simulation des écoulements turbulents. Bien que l'objectif premier est de présenter les approches hybrides RANS/LES et URANS avancées, nous avons jugé pertinent de rappeler les approches (U)RANS et LES afin de mettre en valeur le lien entre toutes les approches présentées. A l'occasion de la présentation des méthodes hybrides RANS/LES et URANS avancées, une attention particulière est portée à l'approche DES pour son double intérêt pédagogique et historique et aussi à l'approche SAS dans la mesure où c'est cette approche qui a été retenue pour notre étude. Ces informations sont contenues dans le chapitre 1 qui offrent au lecteur une brève - et en aucun cas exhaustive - synthèse des principales approches disponibles à l'heure actuelle.

Cette étude bibliographique est poursuivie par la présentation, au chapitre 2, du modèle de turbulence SAS- α L développé au cours de nos travaux de recherche. Le modèle SAS- α L est le fruit d'une analyse conduite sur le modèle SAS dans sa version proposée par Menter et Egorov (2010), au terme de laquelle une correction du modèle a été proposée visant à le rendre plus réactif aux instationnarités rencontrées dans un écoulement.

La seconde partie, intitulée "Moyens et Méthodes", expose les outils de simulation et de post-traitement mis en oeuvre au cours de nos travaux de recherche. Cette partie composée de deux chapitres débute par le chapitre 3 qui décrit l'étape d'implantation des modèles SAS et SAS- α L dans le logiciel *elsA* dont une description des fonctionnalités est fournie en annexe A.1. Ce chapitre montre les éléments du solveur *elsA* qui ont été modifiés pour permettre l'emploi de l'approche SAS. L'objectif de ce chapitre est multiple : tout d'abord renseigner clairement le cahier des charges que nous nous sommes fixés, puis exhiber les choix que nous avons faits pour y répondre au mieux, enfin souligner la facilité avec laquelle un code de calcul Navier-Stokes classique peut être adapté pour assurer la fonctionnalité SAS au prix de quelques précautions. A travers ce chapitre, sont aussi discutés des aspects plus pratiques tels que la consommation de ressources en termes de temps de calcul et de mémoire de l'algorithme proposé.

Le chapitre 4 vise à présenter les outils nécessaires au post-traitement des écoulements turbulents. Ce chapitre porte plus spécifiquement sur le traitement des signaux issus de l'étude d'un écoulement turbulent ainsi que l'identification de structures cohérentes en son sein. Ces notions sont introduites au cours de ce chapitre afin de faciliter l'analyse des simulations conduites par la suite.

L'étape de "Qualification Pratique des Modèle SAS et SAS- α L" fait l'objet de la troisième partie. Elle débute par le chapitre 5 qui vise à analyser le comportement des modèles SST, SAS et SAS- α L sur le cas de l'écoulement à fort nombre de Reynolds autour du cylindre. Cette configuration présente des instationnarités (allées de von Kármán) qui se développent dans le sillage du cylindre à l'issue des instabilités de Kelvin-Helmholtz produites au niveau du décollement et est par conséquent particulièrement favorable à l'emploi des modèles SAS et SAS- α L. Une étude de l'influence des paramètres numériques tels que le maillage et les schémas de discrétisation spatiale a été particulièrement approfondie.

Le chapitre 6 est dédié à l'étude de la configuration de marche descendante dans les mêmes conditions que l'expérience de Driver et Seegmiller (1985). Menter et al. (2009) ont montré que le modèle SAS classique était incapable de prévoir une solution instationnaire malgré la présence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Or, la proposition du modèle SAS- α L ainsi que la forte influence des paramètres numériques observée sur les deux configurations précédentes justifient un retour sur cette configuration.

Le chapitre 7 traite d'une configuration plus complexe : l'écoulement transsonique affleurant la cavité M219 étudiée expérimentalement par de Henshaw (2000). Les écoulements de cavité présentent un intérêt industriel certain (réduction de bruit pour les soutes d'atterrissage...) mais

aussi pour la validation de nouveaux modèles de turbulence à cause de la présence de mécanismes physiques complexes (couches de mélanges, oscillations de pression auto-entretenues par un phénomène de rétroaction). Par ailleurs, la base de données expérimentale fournie par de Henshaw (2000) a été employée afin de qualifier ce modèle dans le domaine de l'aéroacoustique.

Le chapitre 8 est dédié à l'étude du jet chaud débouchant dans un écoulement transverse. Cette configuration est issue d'un problème pratique emprunté au domaine de l'aéronautique : le dégivrage des nacelles d'avion. Cette configuration se situe clairement dans la classe d'écoulements turbulents qui, dans un contexte industriel, ne peuvent être abordés ni par l'approche URANS ni par l'approche LES. En effet, les simulations URANS montrent des résultats peu précis (sous-estimation de l'étendue latérale de la trace thermique sur le bouclier) alors que la LES assure une bonne précision dans les prévisions mais au prix d'une consommation de ressources informatiques très importante.

Enfin ce manuscrit s'achève par la conclusion qui dresse le bilan et les principaux résultats de cette étude. Celle-ci comporte une section dédiée aux perspectives qui mettent en évidence des axes de recherche afin d'aiguiller des travaux de recherche futurs.

Première partie

**MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS
TURBULENTS**

ÉTAT DE L'ART SUR LES DIVERSES APPROCHES DE SIMULATION DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS

1

DANS ce chapitre, nous présentons brièvement les diverses approches développées pour simuler les écoulements. Tout d'abord, les trois approches traditionnelles : DNS, LES et (U)RANS sont exposées en insistant sur leurs champs d'application et leurs limites. Cette présentation met en évidence le défi posé par la relation étroite entre précision, coût de calcul et besoin de développer des approches nouvelles capables de répondre aux attentes des industriels notamment sur les cas d'écoulements complexes. C'est à ce besoin que tentent de répondre les méthodes hybrides RANS/LES et les modèles URANS avancés qui sont présentés par la suite. Toutefois, seules les approches les plus matures du point de vue du développement et les plus pertinentes pour situer le contexte de notre étude sont développées. En effet, prétendre à l'exhaustivité sur ce champ de recherche qui a subi un si grand essort au cours de la dernière décennie ne serait pas réaliste. Ce chapitre s'achève par la présentation de l'approche Scale-Adaptive Simulation retenue pour nos travaux de recherche.

1.1 RELATION ENTRE TURBULENCE ET COÛT DE CALCUL

La plupart des écoulements communément rencontrés sont de nature turbulente. Cette remarque est encore plus pertinente pour les écoulements industriels ce qui explique l'intérêt particulier porté à ce régime. Ce constat est paradoxal avec la difficulté posée par la définition même du terme de turbulence. En effet, il n'existe, à l'heure actuelle, aucun consensus sur une définition rigoureuse et exacte de la turbulence et sa caractérisation se fait par le biais de propriétés physiques comme le mentionne Sagaut (2010) : "Les écoulements turbulents forment une famille aux contours flous ; ils présentent un "air de famille", qui se traduit par certaines similitudes concernant leurs mécanismes physiques dominants, mais sont trop divers pour permettre d'en définir le périmètre exact."

Une énonciation détaillée de ces propriétés pourra être consultée dans des ouvrages spécialisés (Hinze 1959, Tennekes et Lumley 1974, Lesieur 1997, Piquet 1999, Pope 2000, Chassaing 2000, Davidson 2004). Nous ne nous attachons ici qu'à une propriété essentielle des écoulements turbulents utile pour la suite : l'élargissement du spectre. Cette propriété traduit que les fluctuations présentes au sein d'un écoulement turbulent couvrent une large gamme d'échelles de longueur et de temps. Il en résulte que le spectre d'un signal turbulent s'étend sur plusieurs décades en termes de fréquences et de nombres d'onde. En d'autres termes, la turbulence est un mécanisme physique multi-échelles siège d'interactions non linéaires entre elles. La figure 1.1 synthétise le mécanisme de cascade énergétique de Kolmogorov ainsi que les interactions inter-échelles qui se produisent au cours de ce phénomène. Au cours de la cascade de Kolmogorov, les grosses structures se décomposent en structures de plus en plus fines et l'énergie injectée dans les grosses structures (ε_I) est transférée vers des structures plus fines (ε_T) avant d'être dissipée en chaleur dans les structures de Kolmogorov (ε). L'hypothèse d'équilibre local exprime l'égalité entre les quantités ε_I , ε_T et ε .

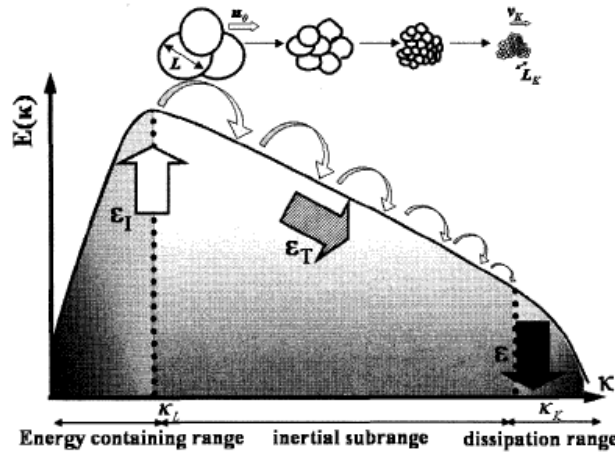


FIGURE 1.1 – Spectre de turbulence et schéma de la cascade d'énergie (Sagaut et al. 2006)

Cette dernière propriété de la turbulence est l'une des causes majeures du défi posé par la simulation des écoulements turbulents car elle influe sur le coût en termes de temps de calcul et ressources mémoire consommées par la résolution des équations de Navier-Stokes.

Estimons ce temps de calcul sur un cas d'écoulement à très haut nombre de Reynolds caractérisé par les échelles de longueur L et de vitesse U . Les plus grosses structures de l'écoulement sont caractérisées par les échelles $l_0 \propto L$, $u_0 \propto U$ et le temps $\tau_0 = l_0 / u_0$. Les plus petites structures dites structures dissipatives de Kolmogorov sont caractérisées par l'échelle de longueur l_K , l'échelle de vitesse u_K et l'échelle de temps τ_K . On peut montrer que les échelles de Kolmogorov et les échelles caractéristiques des plus grosses structures satisfont aux relations :

$$\frac{l_K}{l_0} \propto Re^{-3/4} ; \quad \frac{u_K}{u_0} \propto Re^{-1/4} ; \quad \frac{\tau_K}{\tau_0} \propto Re^{-1/2} \quad (1.1)$$

Pour résoudre l'écoulement, il faut capturer l'ensemble des structures (y compris les échelles de Kolmogorov), ce qui nécessite un maillage isotrope dont la taille de maille est au maximum égale

à l'échelle l_K . Ainsi, le nombre de points total du maillage peut être estimé à partir de la relation 1.1 :

$$N_x \times N_y \times N_z \propto (Re^{3/4})^3 = Re^{9/4} \quad (1.2)$$

De plus, ces équations doivent être intégrées pendant une durée de l'ordre de l'échelle de temps des plus grosses structures (temps de retournement) avec un pas de temps de l'ordre de l'échelle de temps de Kolmogorov τ_K . Ainsi, le nombre de pas de temps à effectuer peut être estimé à partir de la relation 1.1 :

$$N_t \propto Re^{1/2} \quad (1.3)$$

Le coût total de la résolution des équations de Navier-Stokes est :

$$N_{\text{coût total}} \propto N_x \times N_y \times N_z \times N_t \propto Re^{9/4} \times Re^{1/2} = Re^{11/4} \approx Re^3 \quad (1.4)$$

Le tableau 1.1 présente le coût d'une telle approche sur quelques configurations pratiques. Dans les estimations du tableau 1.1, nous avons supposé des puissances de calcul de l'ordre du Tflops/Gflops (Tera floating-point operations per second/ Giga floating-point operations per second). Afin de rendre plus pertinente ces estimations, illustrons les capacités de calcul actuelles par quelques exemples extraits de Bonnet et al. (2011) :

- PC de bureau : 1 processeur bi-cœur : puissance crête : environ 20 Gflops
- Station de calcul : 8 cœurs : puissance crête : environ 80 Gflops
- "cluster" d'une centaine de noeuds : 800 cœurs : puissance crête : environ 7Tflops
- IBM BlueGene de l'Idris (55^{ème} mondial en novembre 2010) : 41 000 processeurs : puissance crête : 140 Tflops
- Tianhe-1A (National Supercomputing Center in Tianjin, Chine) : 186368 processeurs (1^{er} mondial en novembre 2010) : puissance crête : 47 000 Tflops

Configuration	Nbre de Reynolds caractéristique	Temps de calcul (heures CPU) en fonction de la puissance de calcul supposée exprimée en Tflops / Gflops
Bateau	$O(10^9)$	$O(10^{11})/O(10^{17})$
Océan	$O(10^9)$	$O(10^{11})/O(10^{17})$
Avion	$O(10^8)$	$O(10^9)/O(10^{12})$
Voiture	$O(10^6)$	$O(10^2)/O(10^5)$
Balle de golf	$O(10^5)$	$O(10^{-1})/O(10^2)$
Artère	$O(10^3)$	$O(10^{-7})/O(10^{-4})$

TABLE 1.1 – Estimation du coût de calcul de la résolution des équations de Navier-Stokes pour des applications pratiques

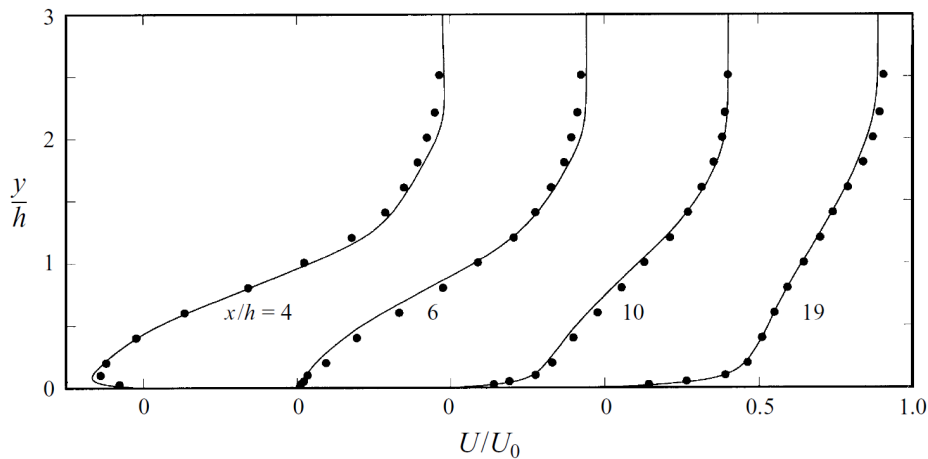
Ces estimations montrent que la résolution des équations de Navier-Stokes n'est pas possible pour les applications industrielles à haut nombre de Reynolds du fait des limitations de la puissance de calcul actuelle. A titre d'exemple, l'application de cette approche à un écoulement autour d'un avion nécessite plus de 100000 ans sur un processeur en supposant une puissance de calcul de l'ordre du Tflops ! En revanche, le temps de calcul requis pour la résolution d'écoulements à nombre de Reynolds faible ou modéré est acceptable.

1.2 PRINCIPALES APPROCHES TRADITIONNELLES DE SIMULATION DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS

1.2.1 Simulation numérique directe

La simulation numérique directe (DNS) naquit sous l'impulsion des travaux de Richardson (1922) qui proposa des méthodes numériques afin de résoudre les équations de la mécanique des fluides appliquées à l'atmosphère. Cette approche consiste à résoudre numériquement les

équations de Navier-Stokes à partir d'un jeu de conditions aux limites et de conditions initiales. En prenant la précaution de choisir des schémas numériques suffisamment précis, un maillage capable de capturer toutes les échelles de la turbulence (des plus grosses jusqu'aux échelles de Kolmogorov) et les conditions aux limites adéquates (Moin et Mahesh 1998), les prévisions obtenues sont très précises. La figure 1.2 montre la concordance sur les profils de vitesse longitudinale entre les prévisions DNS obtenues par Le et al. (1997) et les mesures de Jovic et Driver (1994) sur un cas d'écoulement de marche descendante, exemple repris à de multiples reprises au sein de ce manuscrit du fait de son choix comme cas test pour l'évaluation de l'approche SAS (voir chapitre 6). Cette précision obtenue en DNS justifie le terme "expérience numérique" communément retenue pour désigner la DNS. Malgré la très haute fidélité de la DNS, celle-ci souffre de ses besoins en terme de maillage et de pas de temps qui ne permettent pas son utilisation pour des applications à haut nombre de Reynolds (voir section 1.1).



Tiré de Le et al. (1997)

FIGURE 1.2 – Ecoulement de marche descendante à $Re_H = 5000$: comparaison entre Simulation Numérique Directe et base de données expérimentales : — : DNS (Le et al. 1997), • : expérience (Jovic et Driver 1994)

Malgré son intérêt pratique restreint, la DNS est un outil précieux pour la recherche fondamentale (Moin et Mahesh 1998). Celle-ci a permis d'apporter des détails sur la physique des écoulements dont un exemple est la description détaillée de la couche limite obtenue grâce à la DNS de Spalart (1988). La DNS a aussi permis d'évaluer certaines grandeurs utiles à la modélisation RANS (décrite dans la suite de l'exposé) et qui ne pouvaient être mesurées en soufflerie. De plus, la DNS peut servir de référence pour des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds et gouvernés par d'autres mécanismes physiques tels que les effets de flottabilité. (figure

1.2.2 Simulation des grandes échelles

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, il est impossible à l'heure actuelle d'espérer résoudre l'ensemble des structures turbulentes présentes au sein d'un écoulement. Pour contourner ce problème, une approche consiste à ne résoudre qu'une certaine gamme d'échelles dites échelles résolues et à modéliser les autres dites échelles non résolues. En effet, les échelles non résolues ne peuvent pas être simplement "négligées" car les diverses échelles de la turbulence interagissent de manière non-linéaire entre elles. La suite de ce paragraphe est dédiée à une présentation très succincte de l'approche LES mais le lecteur désireux d'approfondir le sujet pourra se référer, par exemple, aux ouvrages de Lesieur et al. (2005) et Sagaut (2009). Notre exposé se restreint à la discussion sommaire de quelques points essentiels :

- Le critère de choix des échelles résolues et modélisées.
- La séparation (mathématique) des échelles.
- La modélisation des échelles non résolues.

1.2.2.1 Différences de comportement entre grosses et petites structures

Toutes les échelles d'un écoulement turbulent n'ont pas le même comportement. En effet, les grosses structures sont affectées par les conditions aux limites et sont par conséquent dépendantes de la configuration étudiée. Au cours du processus de "décomposition" (break-up) des structures décrit à la figure 1.1, celles-ci perdent peu à peu la mémoire des conditions aux limites et tendent vers un comportement isotrope (hypothèse d'isotropie locale de Kolmogorov). Il paraît donc opportun de résoudre les grosses structures (les plus énergétiques et les plus dépendantes de l'écoulement considéré) et de modéliser les autres qui ont un comportement plus universel. Pour un nombre de Reynolds suffisamment important, la distinction entre échelles résolues et échelles modélisées se fait en imposant un nombre d'onde de coupure κ_c dans la zone inertielle du spectre comme illustré à la figure 1.3.

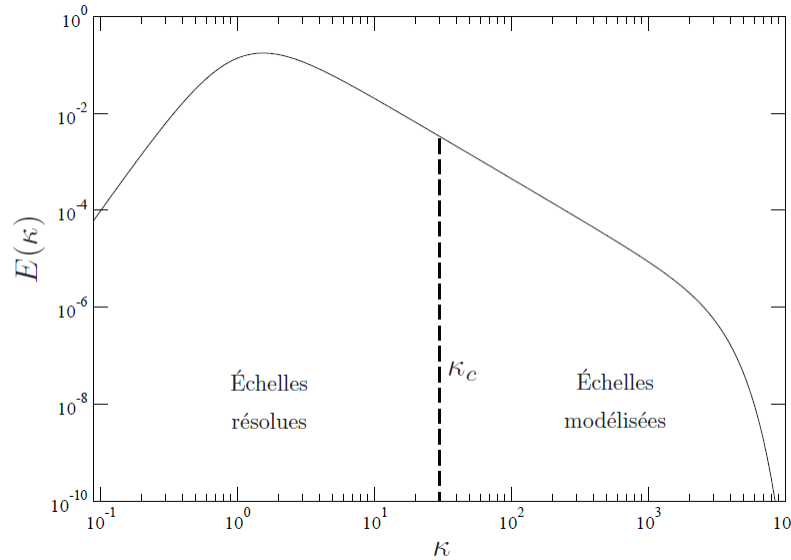


FIGURE 1.3 – Décomposition du spectre entre échelles résolues ($\kappa \leq \kappa_c$) et modélisées ($\kappa \geq \kappa_c$) (Bonnet et al. 2011)

1.2.2.2 Séparation mathématique des échelles ou filtrage

La séparation entre échelles résolues et échelles modélisées est réalisée par l'application d'un filtre passe-haut en échelles, i.e. passe-bas en fréquences, à la solution exacte. Ce filtrage se traduit mathématiquement par un produit de convolution. Notons d'emblée que nous ne développerons ici que le cas du filtrage spatial qui représente la majeure partie des études publiées à l'heure actuelle. De même, nous nous restreignons volontairement au cas isotrope dans la mesure où il ne s'agit ici que d'un exposé sommaire. Toutefois, le lecteur intéressé par le filtrage temporel pourra se référer aux travaux de Pruett (2000) et Pruett et al. (2003). La partie résolue $\bar{\phi}$ d'une variable spatio-temporelle ϕ est définie par la relation :

$$\bar{\phi}(\underline{x}, t) = G * f = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\underline{\xi}, t) G(\underline{x} - \underline{\xi}) d^3 \underline{\xi} \quad (1.5)$$

où le noyau de convolution G est caractéristique du filtre utilisé qui est associé aux échelles de coupure en espace $\bar{\Delta}$. A la longueur de coupure $\bar{\Delta}$ est associé le nombre de coupure κ_c . Ainsi, les structures résolues ont une taille minimale de l'ordre de $\bar{\Delta}$ alors que les structures non résolues ont une taille maximale de l'ordre de $\bar{\Delta}$. La partie non résolue de ϕ , notée ϕ' , est définie par la relation :

$$\phi'(\underline{x}, t) = \phi(\underline{x}, t) - \bar{\phi}(\underline{x}, t) \quad (1.6)$$

Le maillage doit être suffisamment fin pour capturer les plus petites structures résolues donc si on note h la taille caractéristique de la maille, $\bar{\Delta}$ et h sont liés par la relation :

$$\bar{\Delta} = nh \quad \text{avec} \quad n \in \{1; 2\} \quad (1.7)$$

McMillan et Ferziger (1979) suggèrent une valeur de n égale à 1 ou 2.

De plus, la manipulation des équations de Navier-Stokes après l'application du filtre nécessite de lui imposer quelques propriétés opératoires :

- Conservation des constantes :

Soit a une constante alors $\overline{a} = a$

- Linéarité :

Soient ψ et ϕ deux fonctions de l'espace et du temps alors :

$$\overline{\psi + \phi} = \overline{\psi} + \overline{\phi} \quad (1.8)$$

- Commutativité avec la dérivation :

$$\overline{\frac{\partial \phi}{\partial s}} = \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial s} \quad \text{avec} \quad s = \underline{x}, t \quad (1.9)$$

Les trois filtres suivants sont employés en LES pour effectuer la séparation d'échelles en espace. Dans le cas monodimensionnel, ils s'écrivent :

- Le filtre boîte :

$$G(x - \xi) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{si } |x - \xi| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.10)$$

- Le filtre gaussien :

$$G(x - \xi) = \left(\frac{\gamma}{\pi \Delta^2} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\gamma |x - \xi|^2}{\Delta^2} \right) \quad (1.11)$$

- Le filtre porte :

$$G(x - \xi) = \frac{\sin(k_c(x - \xi))}{k_c(x - \xi)}, \quad \text{avec} \quad k_c = \frac{\pi}{\Delta} \quad (1.12)$$

Si on applique un filtre aux équations de Navier-Stokes, elles deviennent, dans le cas incompressible :

$$\begin{cases} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u}_i \cdot \overline{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j^2} \end{cases} \quad (1.13)$$

Ces équations filtrées gouvernent l'évolution des grosses structures porteuses d'énergie. L'effet des structures non résolues apparaît à travers le terme de contraintes résiduelles :

$$\tau_{ij} = \overline{u_i \cdot u_j} - \overline{u}_i \cdot \overline{u}_j \quad (1.14)$$

Le tenseur de sous-maille τ_{ij} fait apparaître des termes en \underline{u}' (dans l'espace physique) qui ne peuvent être calculés directement. La sélection d'échelles fixe le niveau de la résolution mais pour que la dynamique des échelles résolues demeure correcte, les termes de sous-maille doivent être pris en compte, donc être modélisés. La modélisation consiste à approcher les termes de couplage à partir de l'information contenue dans les seules échelles résolues.

1.2.2.3 Prise en compte de l'effet des petites structures

En LES, les échelles non résolues ne font pas l'objet d'une modélisation pointue. Le seul but du modèle de sous-maille est d'imiter le phénomène de transfert d'énergie des structures résolues vers les structures plus fines (cascade d'énergie). La majorité des modèles de sous-maille employés actuellement est basée sur une viscosité turbulente :

$$\tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.15)$$

Dans la plupart des cas, la viscosité turbulente est obtenue par un modèle algébrique évitant ainsi la résolution d'équations aux dérivées partielles supplémentaires. En effet, les tensions de sous-maille ne représentent qu'une faible part des tensions de Reynolds totales donc les erreurs de modélisation ne sont pas aussi pénalisantes qu'en RANS.

La viscosité turbulente ν_t est homogène au produit d'une vitesse \mathcal{U} et d'une échelle de longueur \mathcal{L} . Comme les échelles les plus actives "non résolues" sont de taille comparable à $\bar{\Delta}$, cette échelle de longueur est généralement retenue. L'échelle de vitesse généralement considérée est la racine carrée de l'énergie cinétique de sous-maille q_{SGS} :

$$q_{SGS}^2 = \tau_{kk} \quad (1.16)$$

L'équation de transport de l'énergie cinétique de sous-maille est alors simplifiée par le biais de l'hypothèse d'équilibre et permet ainsi d'obtenir un modèle algébrique.

Historiquement, Smagorinsky (1963) proposa le premier modèle de sous-maille, basé sur une approche de type longueur de mélange, encore largement utilisé aujourd'hui :

$$\nu_T = (C_S \bar{\Delta})^2 \|\underline{S}\| \quad \text{avec} \quad \|\underline{S}\| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad \text{et} \quad C_S \approx 0,18 \quad (1.17)$$

1.2.2.4 Champs d'application de la LES

Tout comme la DNS, la LES permet une résolution tridimensionnelle et instationnaire des équations de Navier-Stokes. Grâce à la modélisation des petites échelles de la turbulence, la LES requiert un maillage plus grossier que la DNS (et donc un coût de calcul moindre) tout en garantissant un haut niveau de précision. La figure 1.4 reprend l'exemple de l'écoulement de marche descendante. La figure 1.4 (a) montre les structures présentes en aval d'une marche descendante ; tout d'abord l'enroulement 2D de Kelvin-Helmholtz est observé puis rapidement ces rouleaux se déstabilisent pour donner lieu à un écoulement tridimensionnel caractérisé par la présence de structures en Λ (Delcayre 1999). La figure 1.4 (b) compare les profils de vitesse longitudinale moyenne ainsi que les tensions de Reynolds obtenues par LES (Delcayre 1999) aux données expérimentales (Jovic et Driver 1994) et DNS (Le et Moin 1994). Ces comparaisons montrent un bon niveau de correspondance des données obtenues par les trois approches. La LES est fréquemment employée pour la réalisation de bases de données concernant des écoulements aux nombres de Reynolds trop élevés pour être traités par la DNS. Notons cependant que le champ d'application de la LES s'est étendu au cours de ces dernières années. Bien que la LES ait été appliquée initialement à des écoulements simples : turbulence isotrope en décroissance, couche de mélange, canal plan... la LES semble à présent s'orienter vers deux types d'applications. D'abord, l'étude d'écoulements présentant un fort déséquilibre (par exemple décollement massif) où les approches statistiques (décrites par la suite) montrent des résultats très mitigés. Dans ce cadre, divers cas furent largement étudiés : écoulement autour d'un cylindre (Baudan et Moin 1994, Mittal et Moin 1997, Kravchenko et Moin 2000), écoulement sur une marche descendante (Akselvoll et Moin 1996, Delcayre 1999), le jet coaxial (Akselvoll et Moin 1996, Pierce et Moin 1998) et enfin le diffuseur asymétrique (Kaltenbach et al. 1999). Le deuxième champ d'application de la LES est l'étude de configurations complexes où les parois ont peu d'influence dans le but de traiter des problèmes d'ingénierie.

1.2.2.5 Limites de l'approche LES

Bien que la LES ne résolve pas toute la gamme d'échelles présentes au sein de l'écoulement, elle n'en demeure pas moins très coûteuse. Un facteur prohibitif quant à l'usage de la LES est la résolution des zones pariétales. En effet, la physique des couches limites est complexe et diverses structures de caractéristiques différentes co-existent. La figure 1.5 montre une visualisation de quelques structures présentes dans la couche limite ainsi que quelques mécanismes physiques qui les animent. La zone interne est essentiellement peuplée de structures longitudinales ou "streaks", responsables de la majeure partie de la production de la turbulence et dont la taille est de l'ordre de u_τ/ν . Notons par ailleurs que ces structures ont une taille constante en variables de

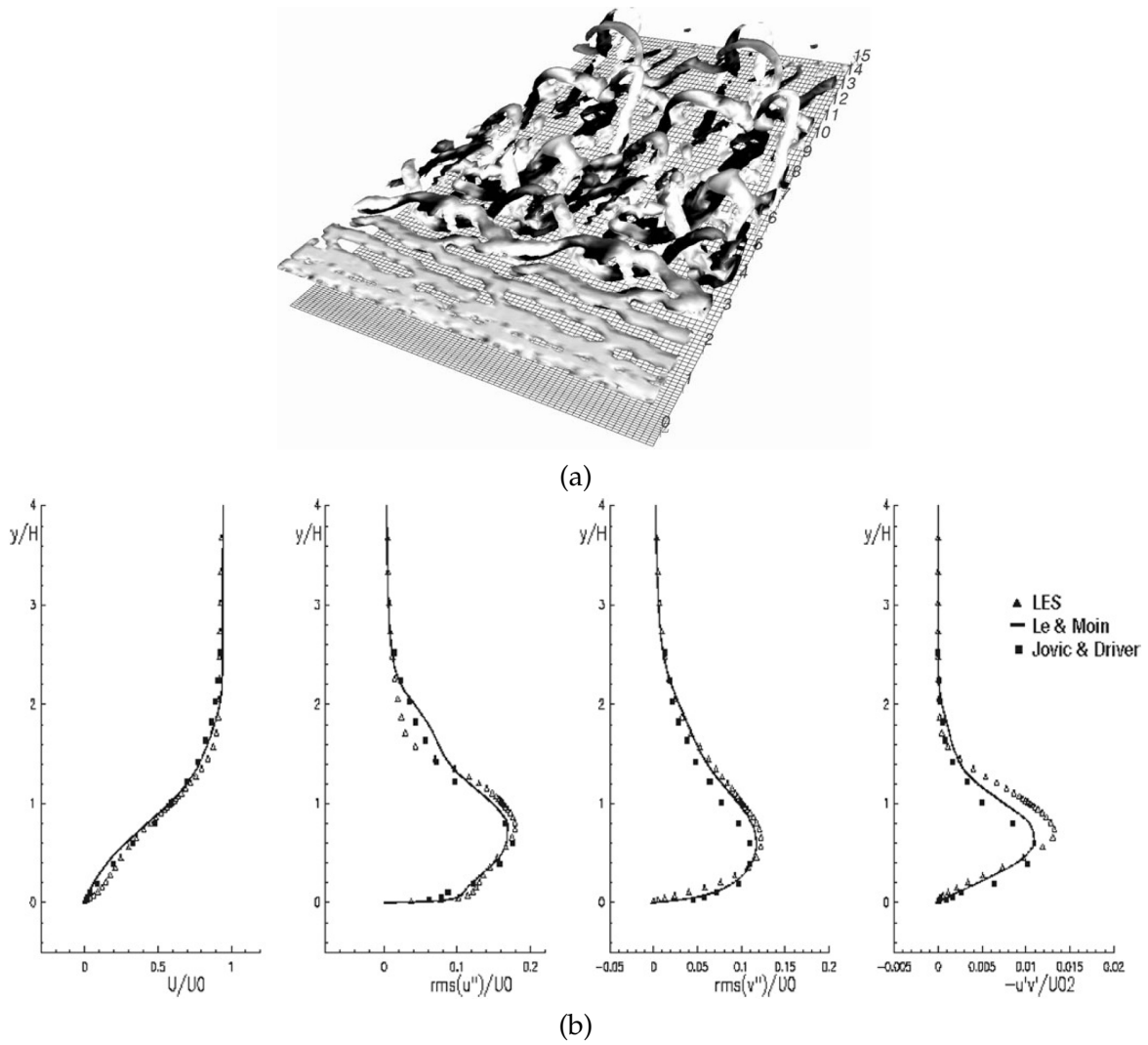
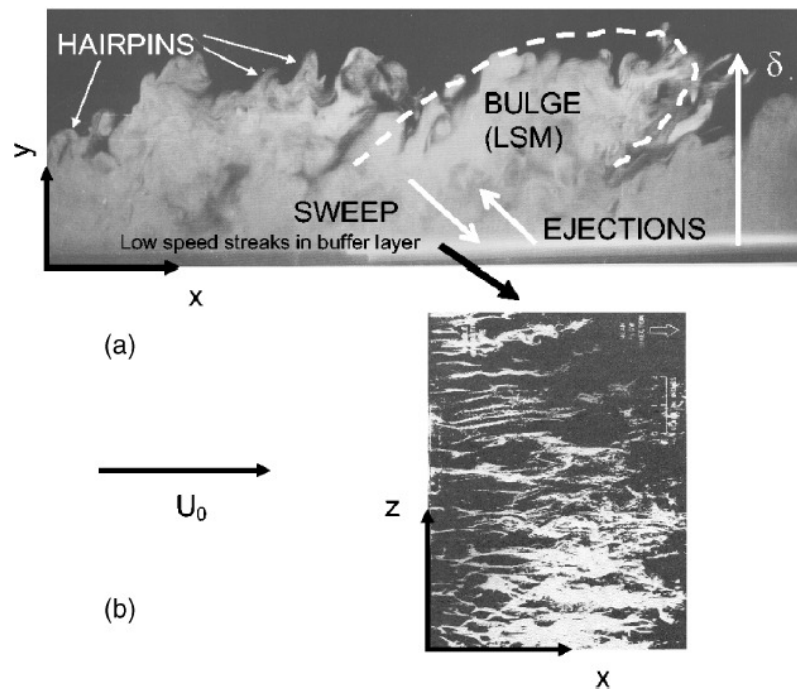


FIGURE 1.4 – Simulation LES d'une configuration de marche descendante : (a) : Iso-surfaces de vorticité, (b) : Profil de vitesse moyenne et tensions de Reynolds au point de recollement : (\blacktriangle) LES (Delcayre 1999), (—) DNS (Le et Moin 1994) et (\blacksquare) expérience (Jovic et Driver 1994)

paroi (Robinson 1991a). La zone externe de la couche limite est peuplée de structures en " pingles à cheveu" (hairpins) dont la taille caractéristique est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite δ . Or, la précision d'une LES est conditionnée par la résolution des mécanismes physiques dominants. Ainsi, pour garantir la précision d'une LES effectuée sur une configuration avec parois, il est nécessaire de résoudre les structures de la zone interne de la couche limite, ce qui conduit à des maillages dont les dimensions caractéristiques dans cette zone sont : $\Delta x^+ \approx 100$, $\Delta y^+ \approx 1$ et $\Delta z^+ \approx 20$ (Piomelli 2010). La zone externe de la couche limite étant peuplée de structures beaucoup plus grosses, le maillage est moins raffiné dans cette zone. Piomelli et Ballaras (2002) montrent que pour un écoulement à $Re = O(10^6)$, 99% des points nécessaires à la résolution de la couche limite servent à la résolution de la zone interne qui ne représente pourtant que 10% de l'épaisseur de couche limite. En faisant l'hypothèse d'un maillage de couche limite optimisé c'est-à-dire dont la taille des mailles s'adapte à la taille des structures résolues au gré de la distance à la paroi, Chapman (1979) montre que le nombre de points nécessaires à la résolution de la couche limite est en $O(Re^{1,8})$. Ainsi, Piomelli (2010) estime le temps de calcul d'une LES sur couche limite à $O(Re^{2,4})$ qui est principalement imputable à la résolution de la zone interne car le temps de calcul de la résolution de la zone externe n'est que de $O(Re^{0,5})$. En conséquence, la présence de parois sur des configurations d'intérêt industriel à haut nombre de Reynolds limite l'emploi de l'approche LES qui devient trop coûteuse à cause du raffin ment du maillage nécessaire à la résolution des zones pariétales. Cette affirmation est particulièrement illustrée par les travaux conduits dans le cadre du projet LESFOIL (Large-Eddy Simulation of Flow Around a



D'après Adrian (2007)

FIGURE 1.5 – Visualisation d'une couche limite turbulente : (a) : visualisation des structures présentes dans une couche limite turbulente (plan perpendiculaire à la plaque) (Falco 1977), (b) : Visualisation des "streaks" (plan parallèle à la plaque) (Kline et al. 1967)

High Lift Airfoil) (Davidson 2000, Mary et Sagaut 2002, Mellen et al. 2003, Davidson et al. 2003). Cette branche demeure donc réservée aux configurations d'écoulements libres ou encore où aux écoulements pour lesquels les parois n'ont pas une influence prépondérante.

1.2.2.6 Simulation des grandes échelles avec loi de paroi (WMLES)

La réduction du temps de calcul d'une LES opérant sur une couche limite nécessite d'éviter la résolution de la zone interne qui est pénalisante. Une méthode consiste à résoudre seulement la zone externe de la couche limite et à utiliser des lois empiriques pour modéliser la zone interne puisque le maillage y est trop grossier pour que la résolution soit pertinente. En effet, en adoptant "un maillage de zone externe", le nombre de points n'est pas suffisant pour capturer les streaks et reproduire le cycle de production. De plus, les gradients de vitesse ne sont pas correctement estimés tout comme les contraintes pariétales qui en découlent. L'application de la WMLES permet de prendre le premier point dans la zone logarithmique de la couche limite et ainsi éviter le raffinement du maillage nécessaire à la résolution de la zone interne. La figure 1.6 illustre le principe de la WMLES et met en évidence le gain en terme de nombre de points de maillage économisé grâce à cette approche. Bien que le temps de calcul d'une WMLES soit fortement réduit $O(Re^{0.5})$ (Piomelli et Ballaras 2002) par rapport à une résolution complète de la couche limite, il est à noter que cette approche souffre de deux gros défauts. Tout d'abord, comme nous l'avons expliqué, les mécanismes physiques dominants dans une couche limite se produisent dans la zone interne donc le manque de précision sur cette zone se répercute sur la zone externe et peut fausser les prévisions. Ensuite ces lois de paroi souffrent d'un empirisme si bien que ces modèles ne sont précis que dans les cas où ils ont été calibrés et validés, ce qui en limite l'utilisation dans un cadre plus général. Une discussion détaillée de l'approche WMLES est présentée par Piomelli et Ballaras (2002).

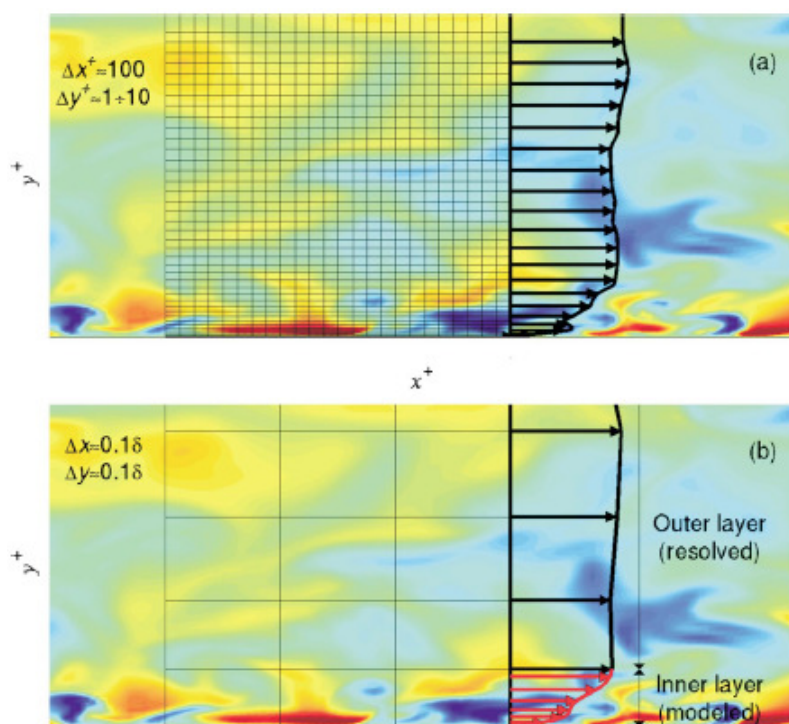
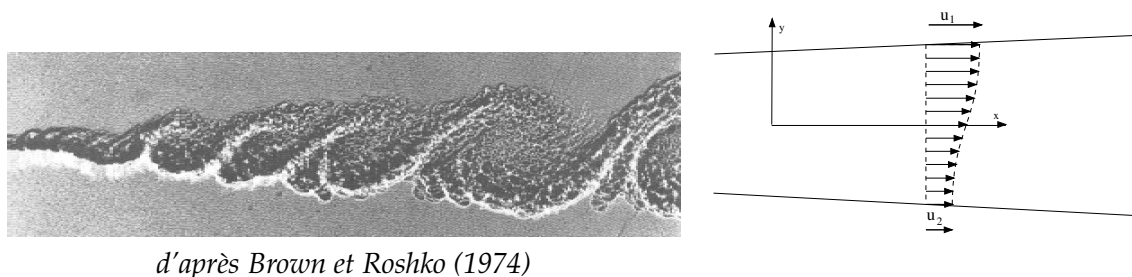


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de l'approche WMLES : (a) : zone interne résolue, (b) : zone interne modélisée (Piomelli et Ballaras 2002)

1.2.3 Approche statistique

1.2.3.1 Quelques considérations générales sur l'approche statistique

Comme nous l'avons préalablement évoqué, la LES résout les grosses structures porteuses d'énergie et modélise l'effet des autres. L'approche statistique ne résout que l'écoulement moyen. L'intérêt de cette approche est double. D'abord, le champ moyen varie spatialement (et temporellement) beaucoup plus lentement que le champ instantané si bien que la discrétisation spatio-temporelle n'a pas lieu d'être aussi fine qu'en LES ou *a fortiori* en DNS. Puis, les problèmes d'ingénierie, pour lesquels elle est très largement employée, ne requièrent pas le degré de détail qu'apporte une DNS ou même une LES. En revanche, il est important de noter que la perte d'information due à l'emploi de l'approche statistique, illustrée à la figure 1.7, ne permet pas d'avoir une description fine des mécanismes physiques de l'écoulement (par exemple les événements rares sont gommés).



d'après Brown et Roshko (1974)

FIGURE 1.7 – Principe de l'approche statistique (RANS) (Aupoix 2009) : (gauche) visualisation instantanée d'une couche de mélange - (droite) Représentation de la moyenne statistique du profil de vitesse

L'approche statistique repose sur une décomposition de l'écoulement en un champ moyen et un champ fluctuant. L'opérateur mathématique permettant cette décomposition est la moyenne d'ensemble. Grâce à cet opérateur, toute variable aléatoire peut être écrite sous la forme de la somme d'une grandeur moyenne $\langle f \rangle$ et d'une grandeur fluctuante f' . Dans ce cas, la moyenne

statistique de la variable aléatoire f est calculée grâce à la formule (1.18) suivante :

$$\langle f \rangle = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N f_i \right) \quad (1.18)$$

où f_i désigne une réalisation de la variable aléatoire f et $f' = f - \langle f \rangle$.

En supposant l'ergodicité de la turbulence, la moyenne d'ensemble est avantageusement remplacée par la moyenne temporelle :

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt' \quad (1.19)$$

avec T une durée très supérieure au temps caractéristique de la turbulence. Par la suite, la valeur moyenne sera indifféremment notée $\langle \cdot \rangle$ ou $\bar{\cdot}$.

Le traitement d'écoulements instationnaires combiné au besoin, né au cours des années 90, d'améliorer les prévisions a conduit à développer des approches instationnaires. La réponse à ces besoins a, en particulier, mené au développement de l'approche URANS. Celle-ci permet de résoudre les instationnarités de l'écoulement qui se produisent sur des échelles de temps plus importantes que celles mises en jeu dans la turbulence (figure 1.8). L'approche URANS permet de résoudre des phénomènes instationnaires dont la fréquence propre est clairement séparée des fréquences de l'agitation turbulente. Notons toutefois que l'instationnarité associée à ce type d'écoulement remet en cause la propriété d'ergodicité et alors du point de vue théorique, la décomposition précédente est généralisée sous la forme suivante :

$$f = \bar{f} + \langle f \rangle_c + f' \quad (1.20)$$

Le premier terme représente la moyenne temporelle de la grandeur, le second sa moyenne d'ensemble conditionnée et enfin le troisième la fluctuation turbulente.

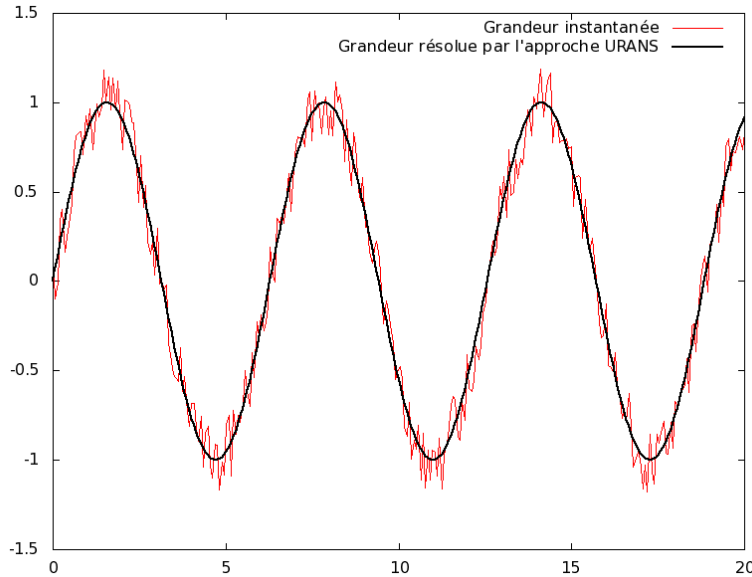


FIGURE 1.8 – Grandeur instantanée et résolue par l'approche URANS

1.2.3.2 Présentation des équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires

Le système d'équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires (1.22) est obtenu par application de l'opérateur de moyenne au système d'équations de Navier-Stokes instantané c'est-à-dire en décomposant la vitesse et la pression en la somme de leur valeur moyenne et de leur partie fluctuante.

$$\begin{cases} \underline{u} &= \langle \underline{u} \rangle + \underline{u}' \\ p &= \langle p \rangle + p' \end{cases} \quad (1.21)$$

L'application de cette décomposition ainsi que quelques manipulations algébriques conduisent alors au système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle u_i \rangle \cdot \langle u_j \rangle) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j^2} \end{array} \right. \quad (1.22)$$

avec $\tau_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$.

Ce système fait apparaître des inconnues supplémentaires ($\langle u'_i u'_j \rangle$) par rapport aux équations de Navier-Stokes : les composantes du tenseur de Reynolds $\underline{\underline{\tau}}$. Ces inconnues sont au nombre de six car le tenseur de Reynolds est symétrique. Le système d'équations (1.22) n'est donc pas fermé. On pourrait espérer fermer ce système en écrivant les équations de transport des tensions de Reynolds mais, dans la pratique, on observe l'apparition d'autres inconnues : les corrélations triples des fluctuations de vitesse.

1.2.3.3 Analogie entre les équations filtrées et moyennées

Les équations de Navier-Stokes filtrées (1.13) et moyennées (1.22) présentent une forme similaire à l'exception que dans le premier cas un opérateur filtre est appliqué alors que dans le second cas c'est l'opérateur moyenne qui est employé.

Nous observons de plus que ce système fait apparaître des inconnues supplémentaires au travers du tenseur de sous-maille pour les équations filtrées et au travers du tenseur de Reynolds pour les équations moyennées.

Ainsi, d'un point de vue purement mathématique, les équations filtrées utilisées en LES et les équations moyennées utilisées en URANS sont les mêmes et les différences observées entre ces deux approches ne sont imputables qu'à la fermeture utilisée pour représenter les tensions de sous-maille et les tensions de Reynolds.

1.2.3.4 Fermeture du système d'équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires

Diverses approches sont envisagées pour fermer les équations (U)RANS et dans un souci de concision et de pertinence avec la suite, nous avons délibérément omis bon nombre d'aspects de ce vaste domaine. Toutefois, des revues plus complètes des divers aspects du problème sont disponibles dans la littérature (Schiestel 1993, Piquet 1999, Chassaing 2000, Wilcox 2006, Manceau 2007, Aupoix 2009).

La première approche est fondée sur l'analogie entre le tenseur de Reynolds et le tenseur des contraintes visqueuses. Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ est représenté par la loi de comportement (1.23).

$$\langle \underline{\underline{\sigma}} \rangle = \alpha \underline{\underline{I}} + \beta \langle \underline{\underline{D}} \rangle \quad (1.23)$$

avec $\alpha = -\frac{\langle p \rangle}{\rho}$, $\beta = 2\nu$ avec ν la viscosité cinématique du fluide et $\underline{\underline{D}}$ le tenseur taux de déformation.

Par analogie, le tenseur de Reynolds est représentée sous la forme :

$$\langle \underline{\underline{\tau}} \rangle = \alpha_T \underline{\underline{I}} + \beta_T \langle \underline{\underline{D}} \rangle \quad (1.24)$$

La contrainte d'incompressibilité se traduit par $\text{Tr}(\langle \underline{\underline{D}} \rangle) = 0$ conduisant à $\alpha_T = -\frac{2}{3}k$ et on note alors $\beta_T = 2\nu_T$. ν_T joue ainsi le rôle d'une viscosité turbulente. La notion de viscosité turbulente fut introduite par Boussinesq (1877).

Grâce à l'hypothèse de Boussinesq, le problème de la détermination des six inconnues du tenseur de Reynolds est rapporté au calcul de la viscosité turbulente. Là encore, diverses voies ont été explorées et nous ne présentons au paragraphe suivant que celles qui sont utiles pour la suite

de notre exposé. Les modèles à viscosité turbulente (EVM pour Eddy Viscosity Models) sont les plus répandus à l'heure actuelle. Ceci s'explique par le niveau de précision suffisant qu'ils assurent pour la plupart des applications pratiques et aussi leur grande robustesse.

Une autre approche consiste à écrire effectivement les équations de transport des six tensions de Reynolds indépendantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = & \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k} - \frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \overline{u_i} \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \overline{u_j} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ & - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Ces équations font intervenir 34 nouvelles inconnues : $\overline{u_i u_j u_k}$, $\overline{u_i} \frac{\partial p}{\partial x_j}$ et $\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}$ et il faut proposer des relations entre ces variables inconnues et les variables résolues c'est-à-dire en fonction des moments d'ordre 1 et 2.

Les modèles du second ordre se distinguent des modèles au premier ordre par le transport des tensions de Reynolds. Ces deux types de modèle offrent un degré différent dans la représentation fidèle de la physique de l'écoulement. Entre autres, les termes de production (1.26) qui jouent un rôle fondamental dans la physique de la turbulence ne font l'objet d'aucune modélisation dans les modèles au second ordre.

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (1.26)$$

Un autre point important est que les modèles aux tensions de Reynolds sont capables de prévoir l'anisotropie des tensions de Reynolds au contraire des modèles à viscosité turbulente linéaires. Notons, cependant que, comme les modèles au second ordre résolvent plus d'équations aux dérivées partielles non-linéaires, ils conduisent souvent à un problème numérique plus raide que les modèles du premier ordre et sont donc moins robustes. Dans le but d'obtenir une représentation plus fine de la physique des écoulements tout en maintenant un bon niveau de robustesse du modèle, des approches dites Algebraic Reynolds Stress Model (ARSM) ont été développées.

Dans la mesure où les modèles au second ordre et les modèles algébriques n'ont pas été employés dans le cadre de nos travaux, nous ne les développerons pas davantage ici. Toutefois, le lecteur intéressé par ces approches pourra se référer aux ouvrages cités au début de ce paragraphe.

1.2.3.5 Détermination de la viscosité turbulente

Notre exposé se focalise sur les modèles à viscosité turbulente dans la mesure où ce sont des modèles de ce type qui ont été utilisés dans le cadre de nos travaux. Nous ne présentons que certains modèles à viscosité turbulente utiles pour la suite : Spalart-Allmaras (exposé de la DES), $k - \omega$ et $k - \varepsilon$ (compréhension du modèle SST), BSL et SST (utilisés au cours de nos travaux) et $k - kL$ de Rotta (dérivation de l'approche SAS).

1.2.3.5.1 Modèles à une équation

Des auteurs (Kovasznay 1967, Secundov 1971, Gulayev et al. 1993) ont proposé des modèles à une équation de transport portant sur la viscosité turbulente elle-même. La difficulté d'une telle démarche réside dans le fait que la viscosité turbulente n'est pas une grandeur physique intrinsèque et donc il est impossible de déduire une équation de transport de la viscosité turbulente à partir des équations de Navier-Stokes. Cette difficulté est responsable des défauts (non respect de la propriété d'invariance) observés sur beaucoup des modèles de ce type (Bradshaw et al. 1991).

Modèle de Spalart-Allmaras (SA)

Spalart et Allmaras (1992; 1994) proposèrent un modèle à une équation de transport portant sur la "viscosité turbulente" qui s'affranchit des défauts précédemment évoqués. Ceux-ci bâtirent le modèle terme à terme afin qu'il soit capable de reproduire des écoulements canoniques de complexité croissante. La forme finale du modèle est décrite par les équations (1.27) à (1.30) :

- Viscosité turbulente :

$$\nu_T = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (1.27)$$

- Equation de transport :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = c_{b1} \tilde{\Omega} \tilde{\nu} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right] + \frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \quad (1.28)$$

- Coefficients et relations complémentaires :

$$\begin{aligned} c_{b1} &= 0,1355, & c_{b2} &= 0,622, & c_{v1} &= 7,1, & \sigma &= 2/3 \\ c_{w1} &= \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}, & c_{w2} &= 0,3, & c_{w3} &= 2, & \kappa &= 0,41 \end{aligned} \quad (1.29)$$

$$\begin{aligned} f_{v1} &= \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, & f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}, & f_w &= g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right] \\ \chi &= \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, & g &= r + c_{w2}(r^6 - r), & r &= \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{\Omega} \kappa^2 d^2} \end{aligned} \quad (1.30)$$

$$\tilde{\Omega} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad \Omega = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$$

L'obtention de chacun des termes est décrite dans l'article de Spalart et Allmaras (1992), toutefois nous en dressons une brève synthèse ci-après :

- 1) L'étude des écoulements homogènes conduit à introduire le terme source : $c_{b1} \tilde{\Omega} \tilde{\nu}$.
- 2) L'étude des écoulements cisailés libres introduit le terme de diffusion en divergence : $\frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right]$. Puis, les auteurs introduisent un terme de diffusion supplémentaire arguant que rien ne justifie la seule présence d'un terme de diffusion en divergence. Ce terme supplémentaire prend la forme : $\frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k}$.
- 3) Enfin, afin de reproduire le développement de la zone externe d'une couche limite, les auteurs introduisent le terme puits initialement sous la forme $c_{w1} \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2$. Puis, afin d'en atténuer le comportement dans la zone la plus externe où ce terme a tendance à trop dissiper la turbulence, Spalart et Allmaras proposent d'en moduler l'effet par le biais de la fonction d'amortissement f_w .
- 4) Les écoulements précédemment étudiés ainsi que des arguments physiques permettent la calibration des constantes.

Leur approche fut couronnée de succès, dans la mesure où le modèle de Spalart-Allmaras (SA) s'avère très performant dans un bon nombre d'écoulements aéronautiques et à ce titre, est couramment employé dans l'industrie. Toutefois, les écoulements qui servent de base à sa construction se traduisent dans les prévisions du modèle. En effet, Wilcox (2006) montre que ce modèle assure de bonnes prévisions dans les situations telles que les sillages (lointains) et les couches de mélange, situations pour lesquelles il a été optimisé mais échoue complètement à prévoir le taux d'expansion des jets (plans, ronds et radiaux) dont la surestimation (par rapport aux données expérimentales) est supérieure à 40% dans chaque configuration.

1.2.3.5.2 Modèles à deux équations de transport

Philosophie des modèles à deux équations de transport

Pour déterminer la viscosité turbulente, d'autres auteurs privilégient une approche basée sur une analyse dimensionnelle. La viscosité turbulente est homogène au produit d'une échelle de longueur (\mathcal{L}) et d'une échelle de vitesse (\mathcal{U}). Comme les structures turbulentes sont caractérisées par leur intensité et leur taille et que l'intensité des grosses structures est caractérisée par l'échelle de vitesse \sqrt{k} , la détermination de la viscosité turbulente se fait par le biais d'une équation de transport sur k et d'une échelle de longueur ou d'une autre échelle qui combinée à l'échelle k détermine une longueur. Le tableau 1.2 synthétise quelques quantités retenues comme seconde échelle transportée.

La suite de ce paragraphe est consacrée à la présentation des équations de transport de trois échelles (ε , ω , kL) utiles pour la suite de notre étude. Par ailleurs, pour faciliter la compréhension des équations, les valeurs moyennes des variables mises en jeu dans les équations seront notées en majuscules et les parties fluctuantes avec un prime, conformément aux notations habituelles.

Auteurs / Réf.	Année	2 ^{de} grandeur turbulente	Equivalences
Davidov (1961)	1961	ε : dissipation [L^2T^{-3}]	$\varepsilon \propto k^{3/2}L$
Harlow et Nakayama (1967)	1967		
Jones et Launder (1972)	1972		
Kolmogorov (1942)	1942	ω : fréquence [T^{-1}]	$\omega \propto \sqrt{k}/L$
Wilcox (1988)	1988	ω^2 [T^{-2}]	$\omega^2 \propto k/L^2$
Saffman (1970)	1970		
Spalding (1972)	1972		
Wilcox et Traci (1976)	1976		
Rotta (1951a;b)	1951	L : Longueur [L]	
Spalding (1969)	1969		
Smith (1994)	1994		
Rodi et Spalding (1970)	1970	kL [L^3T^{-2}]	
Bézar et Daris (2003)	2003		
Gibson et Daffa'Alla (1994)	1994	$\varphi = \frac{\varepsilon}{\sqrt{k}}$ [L^2T^{-1}]	$\varphi \propto \sqrt{k}L$
Cousteix et al. (1997)	1997		

Inspiré de Chassaing (2000)

TABLE 1.2 – Principales échelles de fermetures à deux équations

Modèle $k - \varepsilon$

• Principe de la modélisation de l'équation de transport de k

L'équation exacte de transport de k (1.31) est obtenue en calculant la demi-trace des équations de transport des tensions de Reynolds (1.25).

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{(a)} = \underbrace{- \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{(b)} - \underbrace{\varepsilon}_{(c)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_{(d)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho} \langle p' u'_j \rangle - \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i u'_j \rangle \right)}_{(e)} \quad (1.31)$$

Le rôle de chaque terme est décrit ci-dessous :

(a) : terme de convection

(b) : terme de production de k : P_k

(c) : terme de dissipation de k : ε

(d) : terme de diffusion visqueuse

(e) : terme de diffusion par la pression et le transport turbulent

On observe ainsi que l'équation de transport (1.31) s'écrit sous la forme classique :

$$\text{Convection} = \text{Production} - \text{Dissipation} + \text{Diffusion} \quad (1.32)$$

Dans cette équation, tous les termes à modéliser se trouvent au second membre.

En utilisant l'hypothèse de Boussinesq, le terme de production est reformulé sous la forme suivante :

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (1.33)$$

Le terme de dissipation ε revêt la forme suivante :

$$\varepsilon = \overline{\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2} \quad (1.34)$$

L'information concernant ce terme sera fournie par sa propre équation de transport.

Le terme de diffusion visqueuse ne requiert aucune modélisation.

En revanche, le terme (e) nécessite quant à lui d'être modélisé. Notons que d'une manière générale, les deux phénomènes, diffusion par la pression et diffusion par transport turbulent, sont modélisés ensemble. De plus, s'agissant d'un phénomène de diffusion, la modélisation repose généralement sur une analogie avec le terme de diffusion visqueuse :

$$\frac{1}{\rho} \langle p' u'_j \rangle - \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i u'_j \rangle = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad \text{avec } \sigma_k \text{ nombre de Schmidt} \quad (1.35)$$

Finalement, l'équation de transport de k modélisée est la suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.36)$$

Dans cette équation, la viscosité turbulente, k et ε sont liées par la relation :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{avec } C_\mu \text{ constante} \quad (1.37)$$

Mentionnons ici que la modélisation du terme de diffusion par la pression et le transport turbulent souffre de deux limites. D'abord, l'analogie avec le terme de diffusion visqueuse n'est pas réaliste du fait que la turbulence n'a pas un simple comportement "d'agitation moléculaire". En effet, les échelles de la turbulence et de l'agitation moléculaires ne sont pas les mêmes et de plus au sein de la turbulence des structures cohérentes (chapitre 4) peuvent aussi être présentes. L'autre limite de cette modélisation réside dans le comportement anti-diffusif que peut revêtir le terme de "diffusion" par la pression qui transfère l'énergie dans le sens contraire (Cazalbou et Bradshaw 1993).

• Principe de la modélisation de l'équation de transport de ε

L'obtention de l'équation de transport de la dissipation à partir des équations de Navier-Stokes ne présente pas de difficulté mais les développements sont fastidieux aussi seul le résultat final est indiqué par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{D\varepsilon}{Dt} = & -2\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_l} \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \right\rangle - 2\nu \left\langle \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle - 2\nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_l \partial x_j} \left\langle u'_l \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle \\ & - 2\nu^2 \left\langle \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_l} \right\rangle + \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_l^2} - \nu \frac{\partial}{\partial x_l} \left\langle u'_l \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle - 2\nu \frac{\partial}{\partial x_l} \left\langle \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \right\rangle \end{aligned} \quad (1.38)$$

L'équation de transport exacte du taux de dissipation (1.38) est assez lourde et sa modélisation terme à terme est impossible. La modélisation de l'équation de transport de ε repose sur une approche phénoménologique basée sur l'idée que celle-ci doit avoir une forme similaire à celle de l'équation de transport de k c'est-à-dire : convection, terme source, terme puits, diffusion visqueuse et enfin diffusion turbulente. D'un point de vue mathématique, l'équation de transport de ε prend la forme suivante :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.39)$$

Un raisonnement dimensionnel permet de choisir (entre autre) :

$$P_\varepsilon = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad \text{et} \quad \varepsilon_\varepsilon = C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon \quad (1.40)$$

Finalement, l'équation modélisée de transport de ε s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon}{k} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.41)$$

Cette approche fut proposée par Harlow et Nakayama (1968) puis par Hanjalić (1970). Elle fut publiée avant l'obtention de l'équation exacte. Elle fut très critiquée, notamment pour son obtention basée sur des arguments purement phénoménologiques, mais elle est encore très largement utilisée.

Dans les équations (1.36) et (1.41), toutes les inconnues sont déterminées mais il demeure à calibrer les constantes.

La calibration de ces constantes est effectuée sur diverses configurations : décroissance de turbulence de grille, turbulence homogène cisailée, zone logarithmique d'un écoulement de canal ou de couche limite. Nous ne rappelons pas les détails de cette calibration qui a conduit à des valeurs différentes suivant les auteurs. Le tableau 1.3 synthétise les principales valeurs des constantes issues de diverses calibrations. Le modèle $k - \varepsilon$ est très populaire car il est à la fois très facile

Auteurs	C_μ	σ_k	C_{ε_1}	C_{ε_2}	σ_ε	κ
Jones et Launder (1972)	0,09	1,0	1,57	2,00	1,3	0,41
Launder et Sharma (1974)	0,09	1,0	1,44	1,92	1,3	0,43
Chien (1982)	0,09	1,0	1,35	1,80	1,3	0,42
Nagano et Tagawa (1990)	0,09	1,4	1,45	1,90	1,3	0,42
Myong et Kasagi (1990)	0,09	1,4	1,40	1,80	1,3	0,395
Michelassi et Shih (1991)	0,09	1,3	1,45	2,00	1,3	0,46
So et al. (1992)	0,09	1,0	1,50	1,83	1,45	0,385
Bézard (2000)	0,09	0,58	1,38	1,97	1,14	0,41

d'après Aupoix (2009)

TABLE 1.3 – Différentes calibrations des constantes du modèle $k - \varepsilon$

à programmer et très robuste (sous cette forme en tout cas) et il a été développé très tôt. Il est capable de reproduire avec précision des écoulements simples tels que les couches de mélange, les jets plans et les sillages. En revanche, il est incapable de prévoir correctement les écoulements ralents et les décollements (Rodi et Scheuerer 1986).

Modèle $k - \omega$

D'autres quantités peuvent être employées pour écrire une autre équation de transport couplée à celle de k pourvu qu'elle soit indépendante de k (cf tableau 1.2).

En 1942, Kolmogorov proposa l'emploi de la dissipation spécifique $\omega \propto \frac{\varepsilon}{k}$ qui est par ailleurs homogène à une fréquence. L'ouvrage de Wilcox (2006) recense un certain nombre de modèles

basés sur le transport de l'échelle ω . Toutefois, nous restreignons notre exposé au modèle $k - \omega$ tel qu'introduit par Wilcox (1988) qui a servi de base à l'obtention des modèles BSL et SST par Menter (1992; 1994b).

Dans le modèle $k - \omega$ de Wilcox, les variables sont liées par les relations suivantes :

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad \text{et} \quad \omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k} \quad \text{avec} \quad \beta^* = C_\mu = 0,09 \quad (1.42)$$

Ainsi, l'équation de transport de k en variables (k, ω) s'obtient directement par substitution des relations (1.42) dans l'équation (1.36) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.43)$$

Tout comme pour ε , l'écriture d'une équation de transport exacte pour la variable ω est possible. En effet, elle peut être déduite par application de la formule de dérivation en chaîne :

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \times \frac{Dk}{Dt} + \frac{\partial \omega}{\partial \varepsilon} \times \frac{D\varepsilon}{Dt} = -\frac{\varepsilon}{\beta^* k^2} \frac{Dk}{Dt} + \frac{1}{\beta^* k} \frac{D\varepsilon}{Dt} = -\frac{\omega}{k} \frac{Dk}{Dt} + \frac{\omega}{\varepsilon} \frac{D\varepsilon}{Dt} \quad (1.44)$$

Cependant, là encore, cette approche n'est pas exploitée car une modélisation terme à terme de cette équation demeure impossible. Une approche similaire à celle présentée pour l'équation modélisée de ε est proposée par Wilcox et conduit à l'équation :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_k \frac{\partial \omega}{\partial x_k} = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(v + \sigma v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] \quad (1.45)$$

$$\text{avec} \quad \sigma = 0,5 \quad ; \quad \alpha = 5/9 \quad ; \quad \text{et} \quad \beta = 3/40$$

Le modèle $k - \omega$ de Wilcox permet de meilleures prévisions que le modèle $k - \varepsilon$ en situation de gradient de pression adverse ce qui lui permet de mieux prévoir les décollements, ce qui est un point faible du modèle $k - \varepsilon$.

Le modèle $k - \omega$ montre une grande robustesse numérique due au fait que le terme de production $\alpha \frac{\omega}{k} P_k$ peut se mettre sous la forme $2\alpha S_{ij} S_{ij}$, propriété propre aux seules puissances de ω qui fait de ω le choix optimal du point de vue du numéricien. En effet, cette manipulation algébrique permet de découpler les équations de transport de k et de ω ce qui favorise la robustesse numérique.

En revanche, le modèle $k - \omega$ est très mal adapté à l'aérodynamique externe dans la mesure où le développement de la couche limite turbulente est sensible au niveau de ω présent à l'extérieur de la couche limite alors que ce seuil est fixé arbitrairement par l'utilisateur (Menter 1992). Des travaux (Menter 1992; 1994b) visant à corriger ce défaut majeur ont conduit à la proposition des modèles BSL et SST décrits dans le paragraphe suivant.

Modèles BSL et SST

Le développement du modèle BSL est fondé sur le constat suivant : le modèle $k - \omega$ de Wilcox possède un bon comportement dans la zone interne de la couche limite mais est sensible au niveau de dissipation extérieur imposé alors que le modèle $k - \varepsilon$ standard n'est pas adapté aux zones proches paroi. La construction d'un modèle mixte capable de coupler les équations du modèle $k - \omega$ de Wilcox en zone interne aux équations du modèle $k - \varepsilon$ dans la zone externe paraît particulièrement intéressante. La transition d'un modèle à l'autre est alors gérée par le biais de fonctions qui dépendent de la distance à la paroi. Cette idée simple dans le principe mais complexe dans la mise en oeuvre fut exploitée par Menter (1994b) dans le modèle BSL. Celui-ci écrit donc l'équation de transport de ε en fonction des équations de transport de k et ω en exploitant la relation qui lie ces deux grandeurs ($\varepsilon \propto k\omega$). Cette équation fait alors apparaître un terme de diffusion croisé par rapport à l'équation de transport de ω classique. Afin de basculer sur le modèle $k - \varepsilon$ dans la zone extérieure seule, il est nécessaire d'activer le terme de diffusion

croisé dans cette zone seulement. A cet effet, Menter (1994b) utilise une fonction F_1 . Le modèle BSL, ainsi obtenu, revêt alors la forme suivante :

$$\begin{aligned}\frac{Dk}{Dt} &= P_k - C_\mu k\omega + \text{div} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \underline{\text{grad}k} \right] \\ \frac{D\omega}{Dt} &= \gamma \frac{P_k \omega}{k} - \beta \omega^2 + \text{div} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \underline{\text{grad}\omega} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \underline{\text{grad}k} \cdot \underline{\text{grad}\omega}\end{aligned}\quad (1.46)$$

La fonction F_1 , dont la forme analytique est présentée par la suite, vaut un en proche paroi et zéro à l'extérieur. Cette fonction permet donc de désactiver le terme de diffusion croisé dans la zone proche paroi, préservant ainsi le modèle $k - \omega$ de Wilcox, alors que ce terme s'active à l'extérieur pour basculer sur un comportement de type $k - \varepsilon$. Il paraît alors cohérent que le jeu de constantes du modèle BSL s'adapte aux deux types de comportement. Là encore, les constantes basculent des valeurs utilisées dans le modèle $k - \omega$ en proche paroi aux valeurs utilisées par le modèle $k - \varepsilon$ en zone externe par le biais de la fonction F_1 suivant la relation :

$$C = F_1 C_1 + (1 - F_1) C_2 \quad (1.47)$$

L'indice (1) désigne le modèle $k - \omega$ de Wilcox et l'indice (2) désigne le modèle $k - \varepsilon$:

(1) $k - \omega$	$\sigma_{k_1} = 0,5$	$\sigma_{\omega_1} = 0,5$	$\beta_1 = 0,075$
(2) $k - \varepsilon$	$\sigma_{k_2} = 0,5$	$\sigma_{\omega_2} = 0,856$	$\beta_2 = 0,0828$

TABLE 1.4 – Jeu de constantes considéré pour chacun des comportements du modèle

avec $\gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \sigma_\omega \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$; $\kappa = 0,41$; $\beta^* = 0,09$.

Enfin, la fonction F_1 revêt la forme analytique suivante :

$$F_1 = \tanh \zeta^4 \quad ; \quad \zeta = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y} ; \frac{500\nu}{\omega y^2} \right) ; \frac{4\sigma_{\omega_2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \quad (1.48)$$

$$\text{et } CD_{k\omega} = \max \left(2\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} ; 10^{-20} \right) \quad (1.49)$$

Enfin, notons que Menter (1994b) développa une correction supplémentaire par rapport au modèle BSL dans le cadre du modèle SST. Cette correction vise à satisfaire la relation de Bradshaw qui stipule que le quotient $-\frac{u'v'}{k}$ est constant dans la zone logarithmique d'une couche limite, ce qui est confirmé expérimentalement. Pour satisfaire cette condition, Menter (1994b) propose de limiter la viscosité turbulente :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad ; \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad ; \quad \arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega y} \quad ; \quad \frac{500\nu}{\omega y^2} \right) \quad \text{et } a_1 = 0,31 \quad (1.50)$$

De plus, la variable σ_{k1} est supposée égale à 0,85 dans le cadre du modèle SST.

L'emploi de ce modèle sur un bon nombre de configurations a été couronné de succès. Actuellement, c'est un modèle très utilisé par les industriels de l'aéronautique. En effet des études théoriques menées à la NASA (Bardina et al. 1997, Huang 1997, Marvin et Huang 1996) recommandent l'emploi des modèles SA et SST pour les configurations aéronautiques. Ces modèles conjuguent à la fois la robustesse numérique, la précision des prévisions et un faible temps de calcul.

Modèle $k - kL$

En 1951, Rotta (1951a;b) exploita l'idée de construire un modèle de turbulence faisant intervenir de manière explicite l'échelle de longueur de turbulence L . Ce choix est motivé par un fondement théorique plus rigoureux (mené sous l'hypothèse de couche mince) et les bonnes propriétés numériques de cette échelle (Smith 1990). L'idée fondatrice de cette approche est de faire intervenir le tenseur du second ordre des corrélations de vitesse en deux points :

$$R_{ij}(\underline{x}, t : \underline{r}) = \langle u'_i(\underline{x}, t) u'_j(\underline{x} + \underline{r}, t) \rangle \quad (1.51)$$

A partir de l'équation (1.51), les échelles k et kL sont définies comme suit :

$$k = R_{ii}(\underline{x}, t : \underline{0}) \quad \text{et} \quad kL(\underline{x}, t) = \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ii}(\underline{x}, t : r) dr \quad \text{avec} \quad r = \|\underline{r}\| \quad (1.52)$$

L'équation de transport exacte de la quantité $\Psi = kL$ a été obtenue par Rotta (1951a) en écoulement cisailé. Elle revêt alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial \Psi}{\partial t} + U_j \frac{\partial \Psi}{\partial x_j} + \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\partial U(\underline{x} + \xi \underline{u}_y)}{\partial x} - \frac{\partial U(\underline{x})}{\partial x} \right] R_{ii} d\xi}_{\text{Convection}} = \\ & \underbrace{- \frac{3}{16} \frac{\partial U(\underline{x})}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{21} d\xi - \frac{3}{16} \frac{\partial U(\underline{x} + \xi \underline{u}_y)}{\partial y} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{12} d\xi}_{\text{Production}} \\ & \underbrace{+ \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial r_k} (R_{(ik)i} - R_{i(ik)}) d\xi + \nu \frac{3}{8} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 R_{ii}}{\partial r_k \partial r_k} d\xi}_{\text{dissipation}} \\ & \underbrace{- \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(R_{(i2)i} + \frac{1}{\rho} (\overline{p'v'} + \overline{v'p'}) \right) d\xi - \nu \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right]}_{\text{Diffusion}} \end{aligned} \quad (1.53)$$

Notons toutefois que cette équation de transport (exacte) pour la grandeur kL fait apparaître deux termes source. Ceux-ci s'écrivent :

$$S_{kL} = \underbrace{- \frac{3}{16} \frac{\partial U}{\partial y}(\underline{x}) \int_{-\infty}^{+\infty} R_{21} d\xi}_{(I)} - \underbrace{\frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial U}{\partial y}(\underline{x} + \xi \underline{u}_y) R_{12} d\xi}_{(II)} \quad (1.54)$$

En utilisant un développement de Taylor dans le terme (II), nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial U}{\partial y}(\underline{x} + \xi \underline{u}_y) = \underbrace{\frac{\partial U}{\partial y}(\underline{x})}_{(a)} + \underbrace{\xi \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}(\underline{x})}_{(b)} + \underbrace{\frac{1}{2} \xi^2 \frac{\partial^3 U}{\partial y^3}(\underline{x}) + \dots}_{(c)} \quad (1.55)$$

Le terme intégré à partir de la quantité (a) étant égal au terme (I), il lui est additionné. Rotta considère que le terme (b) est nul car dans un écoulement homogène R_{21} est antisymétrique et il en résulte que l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} R_{12} \xi d\xi$ est nulle.

Par conséquent, le terme (II) est modélisé au travers du terme en dérivée troisième (c). L'équation de transport modélisée de l'échelle kL s'écrit alors :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial U_j \Psi}{\partial x_j} = \frac{\Psi}{k} P_k \left[\hat{\zeta}_1 - \hat{\zeta}_2 \frac{L^2}{L_{Rotta}^2} \right] - \hat{\zeta}_3 k^{3/2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_t}{\sigma_\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial x_j} \right) \quad (1.56)$$

où $v_t = C_\mu^{1/4} \frac{\Psi}{\sqrt{k}}$, $L_{Rotta}^2 = 2\kappa^2 \frac{\partial U}{\partial y} / \frac{\partial^3 U}{\partial y^3}$ et $\hat{\zeta}_1$, $\hat{\zeta}_2$ et $\hat{\zeta}_3$ sont des constantes du modèle. Le modèle $k - kL$ de Rotta se distingue des autres modèles à deux équations de transport par la présence d'une autre échelle de longueur L_{Rotta} basée sur les dérivées première et troisième de la vitesse. Cette autre échelle de longueur présente un intérêt physique dans la mesure où elle permet au modèle un comportement plus subtil. Le terme de production de kL est piloté par le rapport entre l'échelle L et l'échelle L_{Rotta} puisque lorsque L_{Rotta} est plus faible que L , la production de kL est diminuée et la viscosité turbulente aussi. Toutefois, la présence de la dérivée troisième de la vitesse pose des problèmes de robustesse numérique qui explique le fait que ce modèle ait été peu utilisé.

1.3 TECHNIQUES RÉCENTES DE SIMULATION DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS

1.3.1 Position du problème

Des besoins nouveaux et de plus en plus pressants sont apparus dans l'industrie aéronautique (contrôle du bruit, prévision des charges dynamiques) qui requièrent la simulation d'écoulements turbulents tridimensionnels instationnaires avec une précision accrue (Spalart et Bogue 2003) et la présentation des approches traditionnelles permet de dresser le bilan que celles-ci ne répondent pas à ces besoins, tout du moins pas dans un futur proche. En effet, les zones décollées présentes au sein d'un écoulement sont le siège de structures turbulentes tridimensionnelles très dépendantes de la géométrie d'étude rendant leur représentation par un modèle statistique "universel" impossible. De plus, ces zones étant hors-équilibre spectral, elles ne satisfont pas aux hypothèses de la modélisation RANS, ce qui explique les résultats très mitigés obtenus sur ces configurations par les modèles RANS. En conséquence, l'amélioration de la prévision des écoulements sièges de fortes instationnarités (décollements massifs...) nécessite la résolution au moins partielle des structures turbulentes en présence. Toutefois, l'emploi de l'approche LES dans les zones pariétales pénalise fortement le coût de calcul à cause de la faible taille des structures qui résident dans la couche limite et qui en régissent la physique. De ce fait, la LES n'est pas un outil abordable pour les applications industrielles actuelles. Spalart et al. (1997) estiment, sous des hypothèses favorables, que l'application de l'approche LES sur des configurations aéronautiques ne sera envisageable que dans la seconde moitié du XXI^{ème} siècle au vue de la croissance actuelle des moyens informatiques. Les estimations de Spalart et al. (1997) furent confortées par les simulations de Davidson (2000) et les conclusions du projet LESFOIL. Le tableau 1.5, extrait de Spalart (2000), illustre les limites en termes de représentativité physique de la solution calculée et de ressources informatiques consommées par chacune des approches présentées préalablement.

Méthode	But	Insta.	Influence Re	3/2D	Empirisme	Mailles	Pas	Dispo.
2DRANS	num	oui	faible	non	fort	10^5	$10^{3,5}$	1980
3DRANS	num	non	faible	non	fort	10^7	10^3	1985
3DURANS	num	oui	faible	non	fort	10^7	$10^{3,5}$	1995
DES	hybr.	oui	faible	oui	fort	10^8	10^4	2000
LES	hybr.	oui	faible	oui	faible	$10^{11,5}$	$10^{6,7}$	2045
QDNS	phys.	oui	fort	oui	faible	10^{15}	$10^{7,3}$	2070
DNS	num	oui	fort	oui	aucun	10^{16}	$10^{7,7}$	2080

TABLE 1.5 – Synthèse des diverses techniques de simulation d'écoulement autour d'un avion ou d'une voiture (Spalart 2000)

Pour tenter de combler ce manque, des auteurs ont développé des méthodes qui modélisent la turbulence dans les zones qui s'y prêtent bien et la résolvent dans les zones qui le nécessitent. La classification de ces approches, présentées ci-après, distingue les méthodes hybrides RANS/LES des méthodes URANS avancées. Notons d'emblée que le vocable "méthodes hybrides RANS/LES" revêt des sens divers dans la littérature et l'effort de recherche dont font l'objet ces approches rend rapidement caduques certaines définitions. La classification, retenue dans le cadre de notre exposé, est fondée sur les travaux de Fröhlich et von Terzi (2008). Au vue de la similitude entre les équations moyennées (URANS) et filtrées (LES) (exposée précédemment au paragraphe 1.2.3.3), Fröhlich et von Terzi (2008) exposent le point de vue intéressant que la distinction entre RANS et LES porte essentiellement sur la fermeture de ces équations. Ceux-ci vont même plus loin en expliquant que la similarité des approches porte aussi sur la fermeture adoptée, en particulier, lors de l'utilisation de modèles de sous-maille à viscosité turbulente. Fröhlich et von Terzi (2008) mettent en avant que l'approche LES se distingue par l'intervention explicite de la taille de maille Δ alors que l'approche RANS n'utilise que des grandeurs physiques (incluant des grandeurs géométriques telle que la distance à la paroi). Aussi, Fröhlich et von Terzi (2008) dédie la terminologie hybride RANS/LES aux méthodes qui résolvent le même système d'équations en lui adjoignant un modèle qui est une combinaison des fermetures RANS et LES (approches non zonales) ou alors un modèle RANS dans certaines zones et un modèle LES dans d'autres (approches zonales). Les approches hybrides RANS/LES, faisant explicitement intervenir un modèle LES, possèdent une forme analytique qui utilise Δ .

Les modèles URANS avancés sont apparus, pour beaucoup d'entre eux, plus récemment sous l'impulsion du besoin pressant de traiter, avec une meilleure précision, les écoulements turbulents instationnaires et fortement tridimensionnels. De nouveaux modèles de turbulence ont été proposés alors que d'autres ont été revus et sont capables de résoudre une part plus importante du spectre de turbulence. Ceux-ci se distinguent des méthodes hybrides RANS/LES par le fait que la taille de maille n'intervient pas explicitement dans leur formulation. Par conséquent, ces modèles ne s'expriment qu'à partir de grandeurs physiques. De plus, les modèles URANS avancés se distinguent des modèles de turbulence classiques par la présence d'un terme supplémentaire qui pilote le niveau de turbulence résolue.

1.3.2 Les méthodes hybrides RANS/LES

1.3.2.1 Detached Eddy Simulation version 1997 (DES97)

Fort du constat selon lequel les approches statistiques sont adaptées au calcul des zones pariétales et que l'approche LES a un coût raisonnable dans les zones décollées (où l'approche statistique est limitée), Spalart et al. (1997) exploitèrent l'idée nouvelle et intéressante de bâtir une approche "bi-couche" qui passe de l'approche statistique dans les zones pariétales à l'approche LES "loin" des parois (figure 1.9). Cette approche qualifiée de Detached Eddy Simulation (DES) est aujourd'hui identifiée sous la terminologie DES97 pour la distinguer des diverses déclinaisons auxquelles elle a donné lieu. La DES97 fut formulée à partir du modèle SA présenté à la section

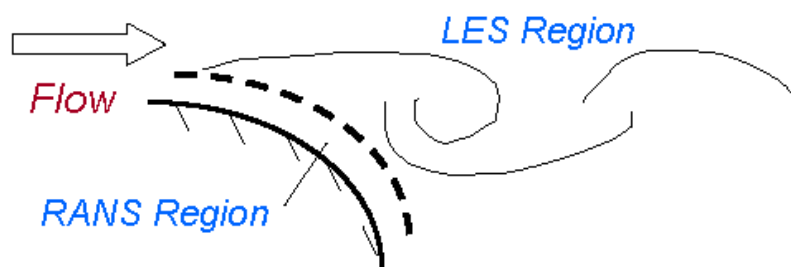


FIGURE 1.9 – Décomposition de l'écoulement en zone modélisée et résolue (Squires 2010)

1.2.3.5.1. Le modèle SA se prête bien à la compréhension du fonctionnement de la DES. En effet, le modèle SA fait intervenir explicitement la distance à la paroi dans le terme de destruction $(\tilde{v}/d)^2$ et c'est ce terme qui est modifié pour donner la formulation DES au modèle SA.

La version DES97 n'est affectée qu'au niveau du terme de destruction qui s'écrit :

$$c_{w1}f_{w1}\left(\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{d}}\right)^2 \quad \text{avec} \quad \tilde{d} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (1.57)$$

Dans ce terme, C_{DES} désigne une constante et $\Delta = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$ la plus grande dimension de la maille locale. Dans les zones où $d < \Delta$ (donc près des parois), la formulation DES du modèle SA est confondue avec la formulation RANS et donc les zones pariétales sont traitées par le modèle RANS. Puis, dans les zones où $d > \Delta$ (donc loin des parois), le terme puits dans l'équation de transport de $\tilde{\nu}$ a un niveau plus élevé que dans la formulation RANS et le niveau de ν_t qui en résulte est plus faible que pour la formulation RANS du modèle SA lui conférant ainsi un comportement LES. La constante C_{DES} est calibrée sur l'expérience de turbulence isotrope en décroissance de Comte-Bellot et Corrsin (1971). L'objet de cette calibration est d'adapter le niveau de viscosité turbulente afin d'éviter les phénomènes d'accumulation d'énergie au niveau des petites échelles ou au contraire de dissiper prématurément les structures turbulentes. Notons que la calibration de cette constante dépend du schéma de discrétisation adopté car il induit un niveau de viscosité numérique qui participe au phénomène de dissipation des structures. La "simplicité" de la mise en oeuvre et de la compréhension de l'approche DES sur les modèles à une équation faisant explicitement intervenir la distance à la paroi explique que cette approche fut initialement limitée aux modèles SA et de Gulayev et al. (1993). Toutefois, notons qu'étant donné que la zone proche paroi est traitée par une approche RANS, il est préférable d'utiliser une formulation de la DES basée sur un modèle RANS qui offre de bons résultats dans des domaines tels que la prévision du décollement (Aupoix 2001). Ainsi, la DES fut étendue aux modèles RANS les plus utilisés tel que le modèle SST de Menter (1994b). En particulier, Strelets (2001) propose une stratégie d'extension de l'approche DES au modèle SST. L'approche DES fut testée avec

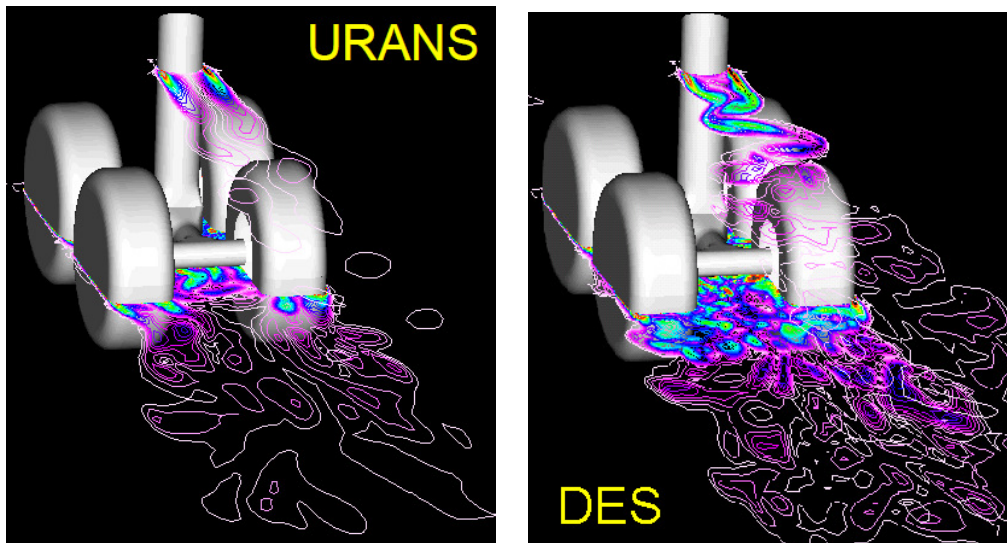


FIGURE 1.10 – Comparaison entre simulation URANS et DES d'un train d'atterrissage (isocontours de vorticité) (Hedges et al. 2002)

succès par divers auteurs sur des configurations sujettes à des décollements massifs (Shur et al. 1999, Travin et al. 2000, Strelets 2001). En particulier, ces simulations montrent que la DES est capable de résoudre les structures turbulentes présentes en aval d'un décollement, ce qui permet d'améliorer les prévisions par rapport à une approche URANS et ce même sur des configurations de type industriel (figure 1.10). De plus, Travin et al. (2000), Strelets (2001) adaptent le schéma de discrétisation à la DES. En effet, pour tirer pleinement avantage du comportement LES de la DES dans les zones décollées, le schéma de discrétisation dans cette zone ne doit pas être trop diffusif pour ne pas dissiper les structures turbulentes sous l'effet de la viscosité numérique. Ensuite, pour des raisons de robustesse, les schémas utilisés pour mener des simulations LES ne sont pas adaptés aux zones RANS. Là encore, Travin et al. (2000), Strelets (2001) suggèrent d'utiliser un

schéma hybride qui bascule d'un schéma de discrétisation robuste en proche paroi (second ordre décentré) à un schéma plus précis dans les zones décollées. Cette transition est effectuée grâce à une fonction mathématique de manière semblable à l'approche développée pour le modèle SST. Bien que la DES soit relativement simple dans son principe et que certains résultats soient particulièrement encourageants, des écueils sérieux apparaissent lors de son utilisation. Le premier écueil que nous décrivons est connu sous le nom de zone grise (Grey Area). Le comportement de la DES est clairement identifié dans la couche limite ($d \ll \Delta$) et loin des parois ($d \gg \Delta$). En revanche, le comportement de la DES dans la "zone grise" ($C_{DES}\Delta \propto d$) est plus flou. Physiquement, dans cette zone, l'écoulement qui vient de quitter la zone pariétale vient alimenter en structures turbulentes l'écoulement libre. Or, lorsqu'une simulation DES est menée, la couche limite est modélisée par un modèle RANS et les structures de la couche limite ne sont donc pas résolues. Toutefois, il est à noter que dans la plupart des cas d'application de la DES, décollements massifs par exemple, les instabilités génèrent rapidement des structures beaucoup plus énergétiques que celles issues de la couche limite. Il est donc raisonnable de supposer que sur ces configurations les structures issues de la couche limite ont un effet négligeable. Spalart et al. (1997) ont analysé ce problème sur un cas de marche descendante qui est le siège de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Ils montrent que la couche de mélange génère très rapidement des structures turbulentes caractéristiques et que les structures issues de la couche limite n'ont que peu d'effet comme le suggèrent les bonnes prévisions qu'ils obtiennent. La situation demeure néanmoins litigieuse sur des cas d'écoulements moins déstabilisés.

Le second problème sérieux soulevé lors d'une simulation DES est le respect de certaines règles quant au maillage. En effet, Spalart (2001) énonce des règles à respecter pour conduire de manière pertinente une DES, en particulier, il détaille le cas de la zone pariétale qui est souvent source de problèmes. La solution obtenue est très sensible au maillage dans cette zone. Le passage du mode RANS au mode LES étant gouverné par le maillage, des précautions sont à prendre pour éviter l'activation du mode LES dans la couche limite. En effet, dans le cas où le mode LES s'active dans la couche limite et que le maillage n'est pas suffisamment raffiné pour résoudre cette zone, des problèmes de décollement prématuré induit par le maillage (Grid Induced Separation) dus à la sous-estimation des tensions de Reynolds (Modelled Stress Depletion) ont été observés (Caruelle 2000, Deck 2002, Menter et Kuntz 2004).

La difficulté soulevée par la sensibilité au maillage n'est pas anodine dans la mesure où elle requiert des compétences pointues en matière de maillage qui nuisent à un emploi routinier dans un contexte industriel. D'autre part, la convergence en maillage est souvent considérée comme un critère de qualité de la solution. Or, l'influence du maillage observée en DES est gênante dans la mesure où le raffinement du maillage a pour habitude d'améliorer la qualité de la solution. En effet, le raffinement du maillage en RANS a pour effet de "lisser" la solution et en LES il permet de résoudre une plus grande part du spectre de turbulence alors qu'en DES le raffinement du maillage peut conduire à une solution erronée.

Les problèmes soulevés par l'approche DES97 expliquent le fait qu'elle ne soit aujourd'hui peu ou pas utilisée sous cette forme. Toutefois, elle est à la base d'autres techniques qui s'avèrent plus fiables et prometteuses pour les applications industrielles. Notons d'emblée que ces approches ont une forme plus complexe que la version DES97.

1.3.2.2 Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)

L'approche Delayed Detached Eddy Simulation (DDES) revêt un intérêt pour la présentation de nos travaux dans la mesure où certaines idées ont été utilisées pour proposer le modèle SAS- α L (cf chapitre 2).

La DDES est une amélioration de la DES97 dans le sens où fondamentalement, l'idée demeure la même c'est-à-dire modélisation RANS de la couche limite et résolution LES de l'écoulement loin de la paroi, mais où on souhaite s'affranchir du problème gênant de la sensibilité au maillage. En particulier, la construction *a priori* d'un maillage est complexe puisque nous ne connaissons pas l'épaisseur de la couche limite. La difficulté s'accroît lorsqu'on utilise une formulation à deux équations de la DES puisque contrairement à la formulation SA-DES, l'échelle de longueur

est dépendante de la solution. Les limites de la DES97 proviennent de la distinction entre zone RANS et zone LES sur la base d'un critère géométrique et non sur la physique de l'écoulement. Une formulation plus adéquate fut proposée par Menter et Kuntz (2004); ceux-ci préconisaient l'emploi des fonctions de transition F_1 et F_2 utilisées dans le modèle SST pour identifier la couche limite et éviter le passage au mode LES au sein de la couche limite. En effet, en remarquant que le terme de destruction du modèle SST-DES proposé par Strelets (2001) peut se récrire sous la forme :

$$D_{DES}^k = \rho \beta^* k \omega \cdot F_{DES} \quad \text{avec} \quad F_{DES} = \max\left(\frac{l_{k-\omega}}{C_{DES}\Delta}, 1\right) \quad (1.58)$$

Ceux-ci reformulent le terme de dissipation sous la forme suivante :

$$D_{DES}^k = \rho \beta^* k \omega \cdot F_{DES-CFX} \quad \text{avec} \quad F_{DES-CFX} = \max\left(\frac{l_{k-\omega}}{C_{DES}\Delta}(1 - F_{SST}), 1\right) \quad (1.59)$$

avec $F_{SST} \equiv 0$ ou $F_{SST} = F_1$ ou $F_{SST} = F_2$.

L'utilisateur peut alors choisir de conserver la formulation de Strelets (2001) en optant pour la fonction identiquement nulle pour F_{SST} ou alors protéger la couche limite par l'emploi des fonction F_1 ou F_2 . Mentionnons que Menter et Kuntz (2004) privilégient l'emploi de la fonction F_2 .

Toutefois, Spalart et al. (2006) proposèrent une approche plus générale, dite Delayed Detached-Eddy Simulation, inspirée des travaux de Menter et Kuntz (2004).

Dans le modèle SST, F_1 et F_2 sont des fonctions du rapport $\frac{\sqrt{k}}{\omega d}$ c'est-à-dire de l'échelle de longueur construite à partir des deux grandeurs transportées et valent 1 dans la couche limite et décroissent très rapidement vers 0 dans la zone externe. Ces fonctions se révèlent donc très intéressantes pour apporter des informations sur la zone de l'écoulement traitée. Toutefois, le modèle SA ne fait pas intervenir d'échelle de longueur similaire à celle du modèle SST mais fait intervenir le paramètre r défini par :

$$r = \frac{\nu_t}{S \kappa^2 d^2} \quad (1.60)$$

où κ désigne la constante de von Kármán et S la norme du tenseur taux de déformation. Ce terme est le rapport entre une échelle de longueur du modèle SA : $\sqrt{\frac{\nu_t}{S \kappa^2}}$ et la distance à la paroi. Ce rapport vaut 1 dans la zone logarithmique de la couche limite et décroît rapidement vers 0 dans la zone externe. Ce rapport paraît donc être adéquat pour transposer l'approche de Menter et Kuntz (2004). Toutefois, ce terme doit être corrigé dans la zone très proche de la paroi (sous-couche visqueuse) où ν_t risque de s'annuler. Spalart et al. (2006) proposent d'utiliser le rapport r_d défini comme suit :

$$r_d = \frac{\nu + \nu_t}{\sqrt{U_{i,j}U_{i,j}} \kappa^2 d^2} \quad (1.61)$$

et la fonction de transition f_d définie comme suit :

$$f_d(r_d) = 1 - \tanh[(8r_d)^3] \quad (1.62)$$

Les constantes 8 et 3 sont calibrées à partir de simulations numériques sur le cas de la couche limite de plaque plane (Spalart et al. 2006).

Dans la zone externe à la couche limite, nous avons noté que r_d valait 0 donc dans cette zone f_d vaut 1 alors que dans la couche limite f_d vaut 0. Spalart et al. (2006) modifient alors l'échelle de longueur dans le terme de destruction du modèle SA :

$$\tilde{d} = d - f_d \max(0, d - C_{DES}\Delta) \quad (1.63)$$

Analysons le comportement de \tilde{d} dans cette formulation. Si $d - C_{DES}\Delta < 0$ ce qui est le cas dans la zone proche paroi, $\tilde{d} = d$ et le modèle opère en mode RANS. Ensuite, si $d - C_{DES}\Delta > 0$, deux cas de figure sont à distinguer : la zone étudiée est dans la couche limite donc f_d vaut 0 et le modèle opère là encore en RANS; la zone étudiée est hors de la couche limite donc f_d vaut 1 et

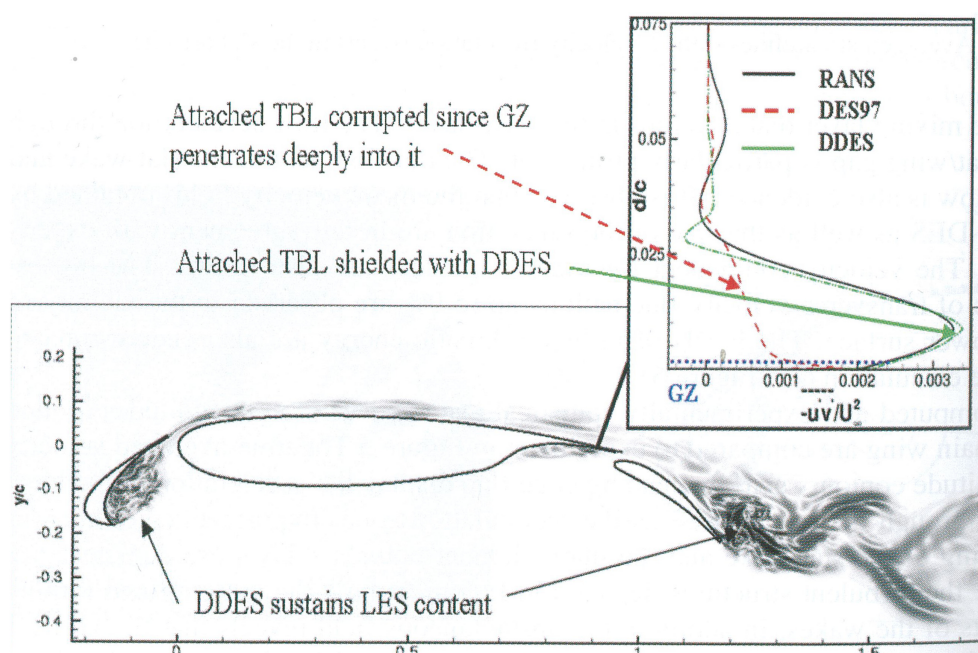


FIGURE 1.11 – Simulation DDES d'une configuration de profil d'aile tri-corps : capacité de la DDES à assurer un comportement LES dans les zones décollées tout en préservant la couche limite (Haase et al. 2009)

$\tilde{d} = C_{DES}\Delta$ et le modèle opère en mode LES. Malgré l'apparente simplicité des modifications, cette nouvelle formulation est nettement meilleure que la version DES97. En effet, dorénavant la transition d'un mode à l'autre ne s'effectue plus seulement sur la base de critères géométriques mais aussi physiques puisque des renseignements sur la zone traitée sont apportés grâce à la fonction f_d . Ainsi, la DDES apporte une solution au problème du décollement prématuré induit par un mauvais maillage. Il apparaît d'autre part que la DDES est plus robuste que la DES97 vis-à-vis du problème de la zone grise. Ces améliorations de la DDES par rapport à la DES97 sont en particulier illustrées par Deck (Haase et al. 2009) sur un cas test de profil d'aile tri-corps. Cet exemple montre l'échec de la DES97 qui sous-estime les contraintes pariétales et développe une zone grise très importante, alors que la DDES s'affranchit de ces problèmes (figure 1.11). La DDES possède certaines propriétés : robustesse, précision, fiabilité et simplicité de la formulation qui expliquent son emploi courant aujourd'hui. Par ailleurs, par abus de langage le terme DES qualifie généralement l'approche DDES.

1.3.2.3 Compléments sur les évolutions de la DES

Pour des raisons de concision, nous ne discuterons pas en détail les évolutions de la DES et de la DDES. Une revue complète de ces travaux est disponible dans l'article de Spalart (2009).

1.3.2.3.1 Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES)

Initialement, les approches DES et DDES ont été développées pour résoudre les zones de l'écoulement sièges de fortes instationnarités, là où les modèles URANS classiques ne permettent pas une précision suffisante. Toutefois, certaines recherches se sont intéressées à la généralisation de ces méthodes à des écoulements moins déstabilisés. Dans ce contexte, la (D)DES peut être considérée comme une forme de LES avec loi de paroi où le modèle RANS, actif dans la zone pariétale, joue le rôle de la "loi de paroi" en question. Une telle étude a été menée par Nikitin et al. (2000) sur une configuration de canal plan pleinement développé. Ils mènent une simulation DES sur un maillage dont le raffinement est tel que la zone interne et une partie des couches limites soient calculées en mode RANS et que le maillage soit suffisamment fin au-delà pour activer le mode LES. Le recoupement entre les deux solutions se fait donc au sein de la zone logarithmique. Or,

il s'avère que bien que chaque branche respecte une loi logarithmique, les ordonnées à l'origine de chaque loi soient différentes. Ce problème connu sous l'appellation "Logarithmic Layer Mismatch" (LLM) est à l'origine (entre autre) d'une sous-estimation du coefficient de frottement de 15 à 20% (Haase et al. 2009). Des travaux furent conduits au sein du projet DESider (Haase et al. 2009) pour aboutir à une formulation unique de la DDES capable d'opérer dans un cadre classique et WMLES tout en résolvant le problème de LLM. Ces travaux débouchèrent sur l'approche dite Improved Delayed Detached Eddy Simulation (IDDES) développée par Travin et al. (2006) et Shur et al. (2008).

1.3.2.3.2 Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES)

La méthode Zonal Detached-Eddy Simulation (ZDES) proposée par Deck (2005a;b) est une variante de la DES plus robuste et moins sujette au problème du décollement prématuré induit par le maillage. Dans cette formulation, l'utilisateur définit explicitement la zone traitée en URANS (indépendamment du maillage) et c'est dans ce sens que cette méthode est qualifiée de zonale. L'avantage de cette technique est que l'utilisateur connaît le comportement du modèle dans chaque zone de l'écoulement puisque c'est lui qui l'impose. Ceci a pour effet de réduire la dépendance au maillage de cette méthode par rapport à la DES. En revanche, les décisions de l'utilisateur ont un impact beaucoup plus important que dans le cas d'une DDES et son emploi requiert une bonne connaissance préalable de la physique de l'écoulement. D'autre part, la formulation ZDES étant une approche zonale au sens où l'utilisateur choisit les domaines où est appliquée l'approche RANS et ceux où est appliqué le mode LES, l'échelle de longueur utilisée est discontinue au passage d'un domaine RANS à un domaine LES. La ZDES fut appliquée avec succès sur des configurations complexes : avion civil (Brunet et Deck 2008a) (figure 1.12), écoulements subsoniques (Deck et Thorigny 2007, Simon et al. 2007a) et supersoniques (Simon et al. 2007b). L'avantage majeure de la ZDES sur les autres variantes de la DES est la rapidité avec laquelle elle passe d'un mode à l'autre évitant ainsi l'obtention d'importantes zones grises qui retardent l'obtention d'instationnarités.

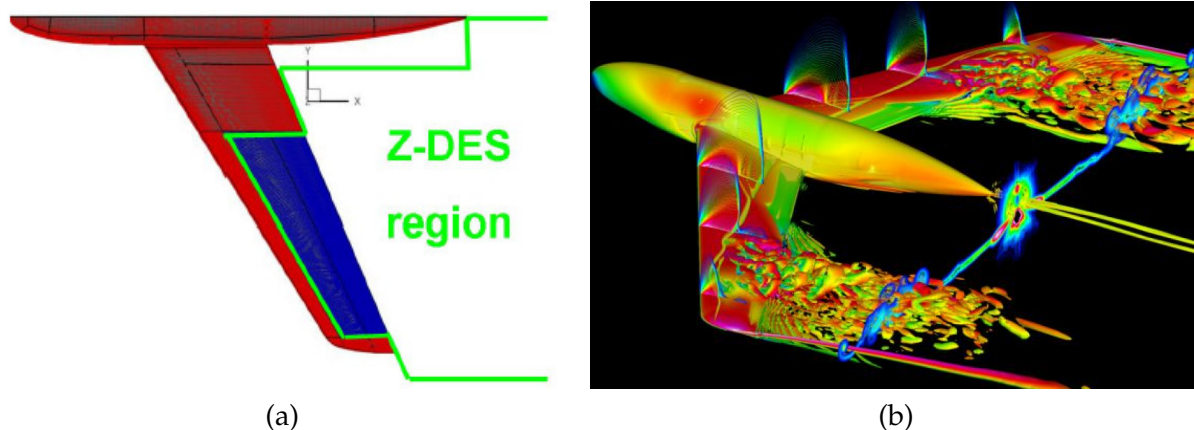


FIGURE 1.12 – Simulation ZDES d'une configuration d'avion civil en situation de tremblement transsonique : (a) découpage du domaine de calcul - (b) iso-surface du critère Q colorée par la composante verticale de vitesse (Brunet et Deck 2008b)

1.3.2.4 Compléments sur les méthodes hybrides RANS/LES

Bien que la plupart des méthodes hybrides RANS/LES utilisées à l'heure actuelle soient des évolutions de la DES97, il en existe d'autres. A titre d'exemple, nous pouvons mentionner les approches Very Large Eddy Simulation (VLES) proposée par Speziale (1996; 1998) et Limited Numerical Scales (LNS) développée par Batten et al. (2000) et Batten et al. (2002). Celles-ci par-

ticipient de la même philosophie qui consiste à estimer les tensions de Reynolds par un modèle URANS classique et à pondérer ce résultat par une fonction de la taille de maille.

1.3.3 Les modèles URANS avancés

Menter et al. posent la question ouverte de savoir si un modèle URANS est capable de prévoir la décomposition des structures turbulentes jusqu'à ce qu'elles atteignent la taille de maille. Bien qu'il ait été longtemps considéré que les plus petites structures (de l'ordre de la taille de maille) ne peuvent pas être représentées dans la mesure où l'approche URANS repose sur une moyenne de l'écoulement, Menter et al. opposent à juste titre que les équations URANS issues d'une moyenne statistique de l'écoulement et les équations LES issues d'un filtrage spatial de l'écoulement sont similaires dans leur forme mathématique. Ainsi, ces équations ne conservent aucune mémoire de la façon dont elles sont obtenues. Les différences de capacité entre RANS et LES résultent donc du niveau de viscosité turbulente prévue. Ce constat a conduit de nombreux auteurs à proposer des "corrections" aux modèles URANS classiques afin de mieux prévoir le niveau de viscosité turbulente et de l'adapter à la structure de chaque zone de l'écoulement.

1.3.3.1 Semi-Deterministic Method (SDM)

L'approche SDM fut proposée par Ha Minh et Kourta (1993) (voir aussi Ha Minh (1999)) et reprise sous l'appellation "Organized Eddy Simulation" (OES) par Braza (2000). Le fondement de cette approche est la décomposition de toute variable f en une partie cohérente et une partie chaotique :

$$f = f_{\text{cohérente}} + \underbrace{f''}_{\text{chaotique}} \quad (1.64)$$

Dans l'espace spectral, l'interprétation de cette approche est la séparation de pics discrets correspondants aux fréquences caractéristiques de l'écoulement d'une zone continue due au mouvement chaotique de la turbulence. Dans ce cadre, la moyenne de phase est privilégiée pour extraire l'information et en particulier les équations de Navier-Stokes moyennées (en phase) sont résolues alors que la partie chaotique est modélisée par le biais d'un modèle de turbulence. Toutefois, même si les équations ont une forme mathématique similaire, les échelles de temps et de vitesse considérées dans la partie modélisée sont différentes de celles utilisées dans l'approche URANS classique. En effet, l'énergie turbulente résolue est plus importante en SDM (à cause de la résolution des structures cohérentes) et donc l'énergie de turbulence modélisée est plus faible. Il en résulte que la viscosité turbulente doit avoir un niveau plus faible en SDM qu'en RANS. Les modèles de turbulence doivent, par conséquent, être modifiés pour prendre en compte la résolution des structures turbulentes. A cette fin, Ha Minh et Kourta (1993) interviennent sur la viscosité turbulente du modèle $k - \varepsilon$ ($\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$) par le biais de la constante C_μ . En RANS, la valeur de cette constante est 0,09 mais Ha Minh et Kourta (1993) observent que la valeur 0,05 est plus adéquate sur un écoulement de marche descendante. De même, Braza (2000) montre que le modèle $k - \varepsilon$ avec C_μ égal à 0,02 est capable de reproduire le lâcher tourbillonnaire qui se produit dans le sillage d'un profil NACA0012 à 20 degrés d'incidence. La plupart des études menées dans ce cadre préconise des valeurs dans l'intervalle $[0,02; 0,09]$.

Bien que cette approche montre des résultats en accord avec l'expérience, l'application d'une valeur inférieure à 0,09 dans l'ensemble de l'écoulement ne paraît pas acceptable. La constante C_μ joue un rôle fondamental pour reproduire la loi logarithmique (Cousteix 1989) dans la mesure où elle est reliée à la constante de von Kármán par :

$$\kappa^2 = (C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 2})\sigma_\varepsilon \sqrt{C_\mu} \quad (1.65)$$

En réponse à cette critique, Després (2003) suggère l'emploi d'une SDM zonale qui consiste à conserver la valeur standard de $C_\mu(0,09)$ dans la couche limite et de basculer à la valeur 0,02 dans les zones décollées.

1.3.3.2 Partially Averaged Navier Stokes (PANS)

La technique PANS a été développée par Girimaji et al. (2003), Girimaji et Abdol-Hamid (2005), Girimaji (2006), Girimaji et al. (2006). Elle repose sur l'idée de généraliser la fermeture RANS qui représente les fluctuations issues de l'application d'une moyenne globale à l'écoulement au cas où une moyenne partielle, séparant les échelles (résolues et non résolues) de l'écoulement était appliquée. Tout d'abord, Girimaji écrit des équations filtrées générales, dans le sens où le filtre employé n'est pas précisé mais est supposé avoir de bonnes propriétés (commutativité avec l'opérateur de dérivation spatiale et temporelle). Les équations de Navier-Stokes ainsi filtrées s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau(u_i, u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p_U}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.66)$$

où $U_i = \langle u_i \rangle$, $p_U = \langle p \rangle$, $\langle . \rangle$ désigne l'opérateur filtre et $\tau(u_i, u_j) = \langle u_i u_j \rangle - \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle$. Comme ce moment d'ordre 2 possède la plupart des propriétés des tensions de Reynolds, on peut, en conséquence, utiliser une approche similaire à la fermeture RANS. On définit l'énergie cinétique k_u et la dissipation ε_u des échelles non résolues :

$$k_u = \frac{1}{2} \tau(u_i, u_i) \quad ; \quad \varepsilon_u = \nu \tau \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.67)$$

A ce stade, le système doit être fermé et dans cette optique une fermeture de type LES ou une fermeture de type RANS peut être envisagée car le filtre employé est général. Toutefois, Girimaji (2006) préconise l'emploi d'une fermeture basée sur les idées RANS pour leur richesse physique. Bien que son approche puisse être appliquée à des modèles de turbulence de complexité diverse, celui-ci raisonne sur le modèle à deux équations $k - \varepsilon$.

Ceci conduit Girimaji (2006) à effectuer une hypothèse similaire à celle de Boussinesq :

$$\tau(u_i, u_j) = -\nu_u S_{ij} \quad \text{avec} \quad \nu_u = C_{\mu u} \frac{k_u^2}{\varepsilon_u} \quad (1.68)$$

La philosophie de la méthode PANS est de réduire le niveau de viscosité turbulente afin de permettre à une plus large gamme de structures de se développer. Pour cela, Girimaji (2006) montre que la part d'énergie cinétique modélisée est gouvernée par les constantes $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$. Les équations PANS prennent la même forme qu'en RANS mais la valeur des constantes $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ diffèrent. Pour souligner cette différence, nous les noterons avec un astérisque :

$$\begin{aligned} C_{\varepsilon 1}^* &= C_{\varepsilon 1} \\ C_{\varepsilon 2}^* &= C_{\varepsilon 1} + \frac{f_k}{f_\varepsilon (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})} \end{aligned} \quad (1.69)$$

f_k désigne le quotient de l'énergie modélisée sur l'énergie cinétique de turbulence totale, de même f_ε représente le quotient de la dissipation modélisée sur la dissipation totale. Ces fonctions sont à valeurs dans l'intervalle $[0; 1]$ et sont fixées par l'utilisateur. Dans ces travaux, Girimaji fixe la fonction f_ε à 1 et fait varier la fonction f_k en observant que le niveau de résolution s'améliore à mesure que les valeurs de f_k choisies décroissent vers 0. Néanmoins, le choix de prendre f_k constant dans tout l'écoulement n'est pas pertinent dans la mesure où dans les zones proches paroi, un comportement RANS est nécessaire d'autant plus que comme nous l'avons mentionné la modification des valeurs des constantes $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ affectent la loi logarithmique. Une solution est proposée par Schiestel et Dejoan (2005) qui proposent la fonction f_k suivante :

$$f_k = \frac{1}{\beta_0} \eta_{c0}^{-2/3} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 2/(3C_K) \quad \text{et} \quad \eta_{c0} = \kappa_c \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = \frac{L_{RANS}}{L_{LES}}$$

La méthode PANS, permet suivant "la taille du filtre employé", contrôlée par les deux fonctions f_k et f_ε , d'effectuer une simulation URANS, une LES et même une DNS. Toutefois, la méthode PANS se distingue de la LES sur trois aspects : le "filtrage" s'effectue sur l'énergie cinétique des

structures et non sur leur taille, ensuite le filtre est implicite et enfin le modèle représentatif des structures non résolues ne fait pas intervenir la taille des mailles.

Girimaji (2006) teste son modèle sur des configurations d'écoulements autour de cylindre de section carrée ou circulaire et autour d'un cube. Ces résultats sont comparés à des données issues de simulations URANS, DES et LES. Il semble que la méthode PANS fonctionne bien à haut nombre de Reynolds ce qui est particulièrement intéressant pour les applications pratiques. Cependant, cette approche est encore peu répandue et les travaux actuels ne permettent pas de juger de la portée de cette approche même si les premiers résultats sont prometteurs. En effet, les prévisions des écoulements de sillage et de jet sont plus précises avec l'approche PANS qu'avec l'approche URANS. Notons enfin qu'un important effort de recherche est en cours à Chalmers dans le but d'approfondir la connaissance de ce modèle (Ma et al. 2011, Han et al. 2011, Krajnović et al. 2011, Öst et Krajnović 2012).

1.3.3.3 Partially Integrated Transport Model (PITM)

L'approche PITM développée par Schiestel et Dejoan (2005) dont la théorie repose sur l'hypothèse de turbulence homogène cisailée est inspirée des modèles RANS multi-échelles (Schiestel 1987). Elle revêt une forme semblable à l'approche PANS mais s'inscrit dans un cadre théorique plus rigoureux. Sa forme initiale (Schiestel et Dejoan 2005) est basée sur le modèle $k - \varepsilon$ mais elle fut généralisée au modèle RSM par Chaouat et Schiestel (2005).

On peut montrer sur un intervalle quelconque de nombre d'onde $[\kappa_1; \kappa_2]$ (voir figure 1.13) que la relation suivante est satisfaite :

$$\frac{d}{dt}k_{[\kappa_1; \kappa_2]} = \mathcal{P}_{[\kappa_1; \kappa_2]} - \varepsilon_{[\kappa_1; \kappa_2]} + \mathcal{J}(\kappa_1) - \mathcal{J}(\kappa_2) \quad (1.70)$$

où $k_{[\kappa_1; \kappa_2]}$ désigne l'énergie turbulente partielle associée à la zone $[\kappa_1; \kappa_2]$, $\mathcal{P}_{[\kappa_1; \kappa_2]}$ la production partielle de la turbulence par le champ moyen associée à la zone $[\kappa_1; \kappa_2]$ et $\varepsilon_{[\kappa_1; \kappa_2]}$ la dissipation partielle associée à la zone $[\kappa_1; \kappa_2]$. Le terme \mathcal{J} désigne le flux spectral à travers la coupure considérée.

L'approche PITM repose sur une décomposition du spectre en 3 zones $[0; \kappa_c]$, $[\kappa_c; \kappa_d]$ et $[\kappa_d; +\infty[$, κ_c et κ_d désignent deux nombres d'onde satisfaisant $\kappa_c \leq \kappa_d$ tels qu'illustrés à la figure 1.13. Par la suite, une relation explicite entre κ_c et κ_d sera fournie. La formule (1.70) est appliquée à chacune de ces zones puis simplifiée suivant des hypothèses propres à chaque zone. En observant que $\mathcal{J}(0) = 0$ et $\lim_{\kappa \rightarrow +\infty} \mathcal{J}(\kappa) = 0$, nous pouvons écrire les relations :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}k_{[0; \kappa_c]} &= \mathcal{P}_{[0; \kappa_c]} - \varepsilon_{[0; \kappa_c]} - \mathcal{J}(\kappa_c) \\ \frac{d}{dt}k_{[\kappa_c; \kappa_d]} &= \mathcal{P}_{[\kappa_c; \kappa_d]} - \varepsilon_{[\kappa_c; \kappa_d]} + \mathcal{J}(\kappa_c) - \mathcal{J}(\kappa_d) \\ \frac{d}{dt}k_{[\kappa_d; +\infty[} &= \mathcal{P}_{[\kappa_d; +\infty[} - \varepsilon_{[\kappa_d; +\infty[} + \mathcal{J}(\kappa_d) \end{cases} \quad (1.71)$$

L'énergie cinétique de turbulence résolue est comprise dans la zone $[0; \kappa_c]$ alors que la part modélisée (k_m) est comprise dans la zone $[\kappa_c; +\infty[$. Dans ces conditions, en sommant les deux dernières équations du système (1.71), la relation suivante peut être écrite :

$$\frac{dk_m}{dt} = \mathcal{P}_{[\kappa_c; +\infty[} - \varepsilon_m + \mathcal{J}(\kappa_c) \quad (1.72)$$

avec par définition :

$$\begin{aligned} k_{[\kappa_c; \kappa_d]} + k_{[\kappa_d; +\infty[} &= k_m \\ \mathcal{P}_{[\kappa_c; \kappa_d]} + \mathcal{P}_{[\kappa_d; +\infty[} &= \mathcal{P}_{[\kappa_c; +\infty[} \\ \varepsilon_{[\kappa_c; \kappa_d]} + \varepsilon_{[\kappa_d; +\infty[} &= \varepsilon_m \end{aligned} \quad (1.73)$$

On admettra que l'équation moyennée de l'énergie de turbulence non résolue (ou de sous-maille) prend la forme suivante en turbulence homogène :

$$\frac{dk_m}{dt} = \mathcal{P}_m - \varepsilon_m \quad (1.74)$$

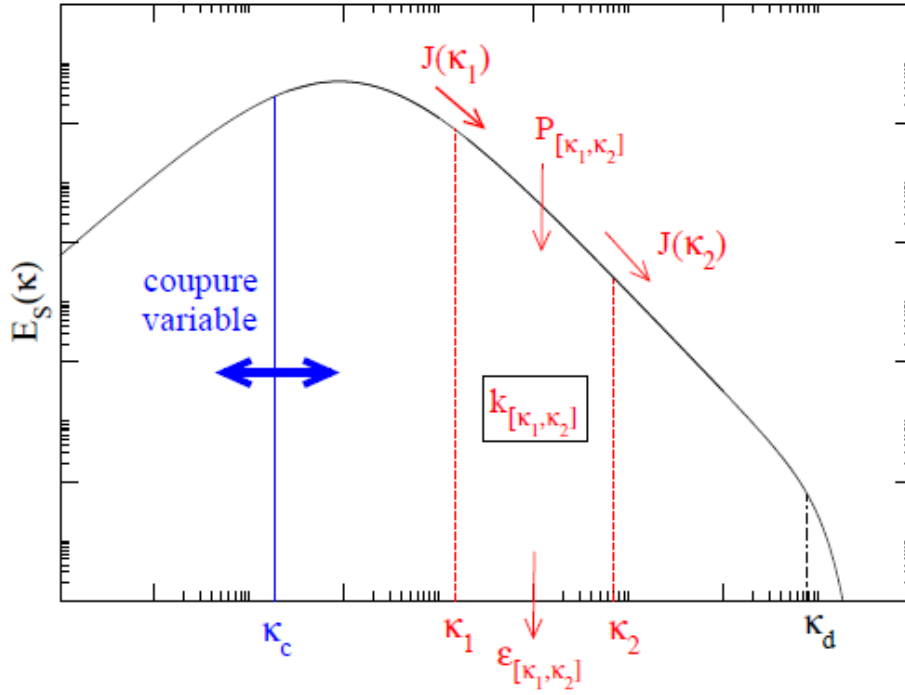


FIGURE 1.13 – Principe de décomposition du spectre adoptée dans l'approche PITM (Fadai-Ghotbi 2007)

Les équations (1.72) et (1.74) permettent de déduire :

$$\mathcal{P}_m = \mathcal{P}_{[\kappa_c; +\infty[} + \mathcal{J}(\kappa_c) \quad (1.75)$$

Dans la pratique, en PITM, κ_d est lié à κ_c par la relation :

$$\kappa_d = \kappa_c + \zeta_m \frac{\varepsilon_m}{k_m^{3/2}} \quad (1.76)$$

Le paramètre ζ_m est fonction (éventuellement) du nombre de Reynolds mais en aucun cas du temps. De plus, il est choisi de telle manière (suffisamment grand) à ce que κ_d soit dans une zone où l'énergie cinétique de turbulence ainsi que la production partielle associées à la zone $[\kappa_d; +\infty[$ soient négligeables. Sous ces hypothèses, la dérivation temporelle de la relation (1.76) ainsi que l'emploi des relations (1.72) et (1.75) aboutissent à la relation suivante :

$$\frac{d\varepsilon_m}{dt} = C_{\varepsilon_1}^* \frac{P_m \varepsilon_m}{k_m} - C_{\varepsilon_2}^* \frac{\varepsilon_m^2}{k_m} \quad (1.77)$$

avec

$$C_{\varepsilon_1}^* = \frac{3}{2} \quad \text{et} \quad C_{\varepsilon_2}^* = \frac{3}{2} + \frac{k_m}{(\kappa_d - \kappa_c) \varepsilon_m} \left(\frac{\partial \kappa_c}{\partial t} - \frac{\partial \kappa_d}{\partial t} \right) \quad (1.78)$$

Cette relation demeure valable quelle que soit la position du nombre d'onde de coupure. En particulier, en supposant $\kappa_c = 0$, l'ensemble du spectre est modélisé (comportement RANS) et les relations précédentes se simplifient en :

$$C_{\varepsilon_1} = \frac{3}{2} \quad \text{et} \quad C_{\varepsilon_2} = \frac{3}{2} - \frac{k}{\varepsilon \kappa_d} \frac{\partial \kappa_d}{\partial t} \quad (1.79)$$

Les astérisques ont été supprimés des constantes pour spécifier que ces valeurs correspondent au comportement RANS du modèle. Dans ce cas, $k_m = k$ et $\varepsilon_m = \varepsilon$.

La combinaison des relations (1.78) et (1.79) permet de mettre C_{ε_2} sous la forme :

$$C_{\varepsilon_2} = C_{\varepsilon_1} + \frac{f_k}{f_\varepsilon} \left(1 - \frac{\kappa_c}{\kappa_d} \right)^{-1} \left(C_{\varepsilon_2} - C_{\varepsilon_1} + \frac{k}{\varepsilon \kappa_d} \frac{\partial \kappa_c}{\partial t} \right) \quad (1.80)$$

En supposant que les variations temporelles du nombre d'onde de coupure sont faibles, la constante $C_{\varepsilon_2}^*$ se simplifie suivant la relation :

$$C_{\varepsilon_2}^* = C_{\varepsilon_1} + \frac{f_k}{f_\varepsilon} \left(1 - \frac{\kappa_c}{\kappa_d}\right)^{-1} (C_{\varepsilon_2} - C_{\varepsilon_1}) \quad (1.81)$$

En faisant, l'hypothèse que la coupure est située en dehors de la zone dissipative f_ε est identiquement égale 1. De façon empirique, Schiestel et Dejoan (2005) propose la fonction f_k suivante :

$$f_k = \frac{1}{1 + \beta_0 \eta_{c0}^{2/3}} \quad \text{avec} \quad \beta_0 = 2/(3C_K) \quad \text{et} \quad \eta_{c0} = \kappa_c \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = \frac{L_{RANS}}{L_{LES}}$$

Il est intéressant de noter que si on peut supposer que $\kappa_c \ll \kappa_d$, ce qui est le cas pour les écoulements à haut nombre de Reynolds, la relation (1.81) se simplifie selon :

$$C_{\varepsilon_2}^* = C_{\varepsilon_1} + \frac{f_k}{f_\varepsilon} (C_{\varepsilon_2} - C_{\varepsilon_1}) \quad (1.82)$$

et la formulation PANS est ainsi retrouvée. Ainsi, l'approche PITM contient l'approche PANS et la vision spectrale de la turbulence sur laquelle elle repose lui confère une légitimité théorique plus importante.

A l'heure actuelle, l'approche PITM a été appliquée à des écoulements simples (écoulement de canal pleinement développé, écoulement de canal avec des bosses...), les comparaisons avec des bases de données DNS et LES montrent un bon accord entre PITM et LES. Cette observation est d'autant plus intéressante que la PITM est conduite sur un maillage beaucoup moins fin que la DNS ou même la LES (Chaouat et Schiestel 2005).

1.3.3.4 Turbulence-resolving RANS (TRANS)

Le modèle TRANS présenté par Travin et al. (2004), est issu de modifications apportées au modèle $k - \omega$ de Wilcox (1988). Ces modifications n'affectent pas les couches cisailées minces où le comportement RANS est préservé. Toutefois, celles-ci permettent au modèle de reproduire un comportement LES sur une configuration de turbulence isotrope en décroissance. Ces caractéristiques justifient l'appellation Turbulence-Resolving RANS (TRANS). Il ne faut pas confondre cet acronyme avec Transient RANS parfois considéré pour qualifier la méthode URANS. Cette méthode n'est pas très développée dans la littérature. En effet, seul l'article de Travin et al. (2004) fait référence à cette approche. Dans le formalisme TRANS, le terme de dissipation présent dans l'équation de transport de l'échelle k est modifié par rapport à la forme adoptée dans le modèle $k - \omega$ de Wilcox. Il revêt alors la forme suivante :

$$D_{TRANS}^k = (C_\mu \rho \omega k) \cdot F_{TRANS} \quad \text{avec} \quad F_{TRANS} = \max \left[1, \left(\frac{S}{C_{TRANS} \Omega} \right)^2 \right] \quad (1.83)$$

où S et Ω désignent respectivement le module du tenseur des déformations et le module du tenseur de vorticité. La constante C_{TRANS} est supérieure à 1.

Dans les couches cisailées minces, $S \approx \Omega$, de même dans les tourbillons $\Omega \gg S$ et ce modèle se comporte de manière identique au modèle $k - \omega$ de Wilcox. En revanche, dans les régions où S domine, il vient que $\frac{S}{\Omega} > C_{TRANS}$ et le niveau de viscosité est réduit.

Toutefois, il paraît important de souligner ici que le modèle TRANS ne repose sur aucune théorie et sa légitimité semble essentiellement fondée sur l'accord entre les prévisions du modèle et les résultats expérimentaux (DIT, NACA0012, cylindre). En effet, les auteurs affirment clairement que le rapport S/Ω est obtenu par "erreur et ajustement". D'autre part, l'utilisation du modèle $k - \omega$ de Wilcox paraît peu judicieuse au vue de sa sensibilité aux conditions extérieures.

Enfin, il est intéressant de souligner en anticipant sur le paragraphe suivant que, comme la SAS, l'approche TRANS conduit à une solution stationnaire sur le cas de la marche descendante.

1.3.3.5 Scale-Adaptive Simulation (SAS)

1.3.3.5.1 Dérivation du modèle

La terminologie Scale-Adaptive Simulation (SAS) fut introduite pour la première fois par Menter et al.. Ces auteurs justifient les difficultés rencontrées en DES par le fait que le terme de destruction n'est pas basé sur une échelle de longueur physique mais sur une longueur purement géométrique : la distance à la paroi. De ce fait, la réduction du niveau de viscosité turbulente nécessaire au comportement LES s'effectue par le biais de la taille de maille. Fort de ce constat, Menter et al. étudient le comportement d'un modèle de turbulence à une équation de transport de la viscosité turbulente comportant un terme de destruction construit à partir d'une échelle de longueur physique. Ce modèle dit "KE1E" est dérivé du modèle $k - \varepsilon$ en lui adjoignant une hypothèse d'équilibre (Menter 1994a). Ce modèle prend la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho\nu_t)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \nu_t)}{\partial x_j} = c_1 \mu_t S - c_2 \rho \left(\frac{\nu_t}{L_{vK}} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma} \frac{\partial \nu_t}{\partial x_j} \right) \quad (1.84)$$

Ce modèle à une équation de transport fait intervenir un terme de dissipation construit sur une échelle de longueur physique qui est l'échelle de von Kármán.¹

$$L_{vK} = \sqrt{\frac{\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}{\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_m^2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_n^2}}} \quad (1.86)$$

Ce modèle fut testé sur divers cas académiques et montra d'une part que les performances RANS étaient préservées (couche limite de plaque plane) et qu'il était capable de résoudre les zones sièges de fortes instationnarités (sillage de cylindre). En effet, dans ce cas de figure, le modèle est capable de reproduire la cascade d'échelles dont les plus petites ont une taille de l'ordre de la taille de maille. L'échelle de von Kármán est donc un paramètre structural de l'écoulement qui permet de déterminer la taille locale des plus petites structures résolues au sein de l'écoulement (cf 1.3.3.5.2). De ce fait, l'échelle de longueur intervenant dans la viscosité turbulente ($\nu_t \propto \mathcal{UL}$) est mieux estimée et le niveau de viscosité turbulente adapté. C'est ce comportement du modèle qui justifie l'appellation "Scale-Adaptive Simulation".

Ces travaux semblent illustrer qu'une meilleure estimation des échelles en présence dans l'écoulement est nécessaire pour permettre l'adaptation du niveau de viscosité turbulente. Par conséquent, se pose la question de comment introduire une échelle de longueur ayant un fondement plus physique dans les modèles de turbulence classiques. Une réponse partielle est fournie par le modèle $k - kL$ de Rotta. Ce modèle fait intervenir deux échelles de longueur : la première est l'échelle de longueur de turbulence classique L , la seconde est fonction des dérivées (spatiales) premières et tierces de la vitesse. Cette deuxième échelle de longueur revêt un intérêt physique certain dans le cadre des travaux de Menter et al.. Menter et Kuntz (2004) reprennent l'analyse de Rotta et montrent que le raisonnement aboutissant à une modélisation par la dérivée troisième de la vitesse (pénalisante) n'est pas pertinent. En effet, comme nous l'avons expliqué, Rotta néglige le terme en dérivée seconde en raisonnant sur un écoulement homogène ce que Menter récuse en arguant que l'hypothèse d'homogénéité est trop restrictive. Menter et Kuntz (2004) reprennent l'analyse du terme $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{12} r_y dr_y$ dans un cadre plus large. Dans ce contexte, Menter et Kuntz (2004) mettent au point un raisonnement dans la zone logarithmique d'une couche limite (figure 1.14). Rappelons que dans cette zone l'échelle L croît linéairement ($L = \kappa y$).

1. Initialement, l'échelle L_{vK} intervenant dans le modèle KE1E est définie par la relation

$$\sqrt{\frac{S \cdot S}{\frac{\partial S}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial S}{\partial x_j}}} \quad (1.85)$$

mais Menter et al. suggèrent l'emploi de l'invariant (1.86) plus adéquat.

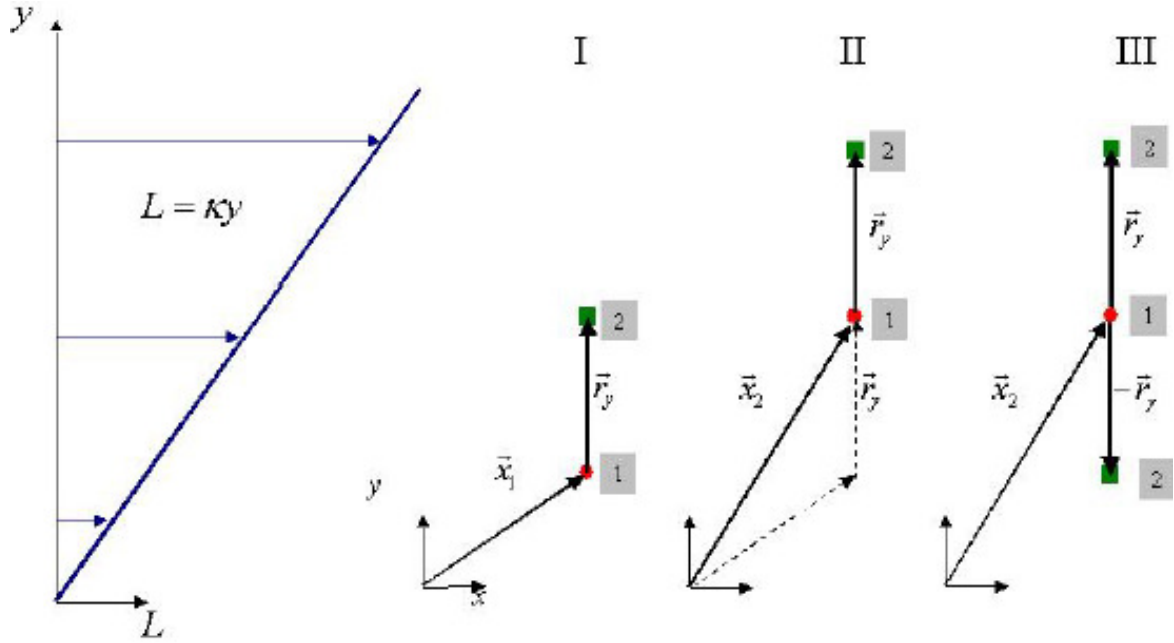


FIGURE 1.14 – Expérience "virtuelle" de zone logarithmique (Menter et Kuntz 2004)

Dans le cas de figure I, le point (1) est fixé et le point (2) est translaté par rapport à (1) d'un vecteur ry où \underline{y} désigne le vecteur unitaire suivant l'axe (Oy) .

Dans le cas de figure II, les points (1) et (2) sont translatés d'un vecteur ry par rapport à la configuration I.

Dans le cas de figure III, le point (2) est placé dans un cas à la même position que dans la configuration (2) de même pour le point (1), puis le point (2) est translaté d'un vecteur $-ry$ par rapport au point (1).

Ainsi, si nous définissons $\tilde{R}_{12}(\underline{x} + ry) = \frac{\langle u'(\underline{x})v'(\underline{x} + ry) \rangle}{\langle u'v' \rangle}$ en rappelant que dans la zone logarithmique d'une couche limite $\langle u'v' \rangle \approx \text{cte}$, L croît linéairement avec y c'est-à-dire la distance maximale de corrélation croît avec y , la relation suivante peut être écrite :

$$\tilde{R}_{12}^I(ry) < \tilde{R}_{12}^{II}(ry) \quad (1.87)$$

Par ailleurs, les relations suivantes peuvent être écrites :

$$\tilde{R}_{12}^I(ry) \approx \tilde{R}_{12}^{III}(-ry) \quad \text{et} \quad \tilde{R}_{12}^{II}(ry) \approx \tilde{R}_{12}^{III}(ry) \quad (1.88)$$

Ces relations conduisent finalement à l'inégalité suivante :

$$\tilde{R}_{12}^{III}(-ry) < \tilde{R}_{12}^{III}(ry) \quad (1.89)$$

Il découle donc que l'hypothèse de symétrie de R_{12} est trop restrictive et que c'est le terme faisant intervenir la dérivée seconde de la vitesse qui doit servir à la modélisation.

La conservation du terme en dérivée seconde dans le développement de Taylor (1.55) induit la prise en compte d'un terme supplémentaire fonction de l'échelle L_{vK} . Menter et Kuntz (2004) généralisent le modèle $k - kL$ de Rotta obtenu sous des hypothèses de couche mince et dérivent une version du modèle $k - \Phi$ ($\Phi = \sqrt{k}L$) fondée sur les conclusions précédentes :

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j k)}{\rho x_j} = P_k - c_\mu^{3/4} \rho \frac{k^{3/2}}{L} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (1.90)$$

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \Phi)}{\rho x_j} = \frac{\Phi}{k} P_k \left[\zeta_1 - \zeta_2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \right] - \zeta_3 \rho k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \quad (1.91)$$

avec $\mu_t = c_\mu^{1/4} \rho \Phi$, $L_{vK} = \kappa \sqrt{\frac{2S_{ij}S_{ij}}{\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}}$ et $L = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{1/4} \omega}$.

Les valeurs des constantes sont synthétisées dans le tableau 1.6 :

$\zeta_1 = 0,8$	$\zeta_2 = 1,47$	$\zeta_3 = 0,0288$	$\sigma_k = 2/3$	$\sigma_\Phi = 2/3$
-----------------	------------------	--------------------	------------------	---------------------

TABLE 1.6 – Valeurs des constantes du modèle $k - \sqrt{k}L - SAS$

Ce modèle tout comme le modèle KE1E fait explicitement intervenir l'échelle de von Kármán L_{vK} et montre les mêmes propriétés que le modèle KE1E dans les zones instationnaires.

Afin de généraliser la formulation SAS à d'autres modèles de turbulence plus performants et plus répandus, Menter et Egorov (2005a;d), Egorov et Menter (2008) dérivent des formulations SAS des modèles $k - \omega$ et $k - \varepsilon$ dans le but de déduire une formulation SAS du modèle SST.

En effet, $\omega = \frac{1}{c_\mu^{1/4}} \frac{k}{\Phi}$ et la formule de dérivation en chaîne permet d'écrire :

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{1}{c_\mu^{1/4}} \left[\frac{1}{\Phi} \frac{Dk}{Dt} - \frac{k}{\Phi^2} \frac{D\Phi}{Dt} \right] \quad (1.92)$$

En supposant $\sigma_k = \sigma_\Phi$, l'équation de transport de la dissipation spécifique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j \omega}{\partial x_j} &= \frac{\omega}{k} P_k \left[1 - \zeta_1 + \zeta_2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \right] - \rho \omega^2 (c_\mu - c_\mu^{1/4} \zeta_3) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\Phi} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \frac{2\rho}{\sigma_\Phi} \left[\frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \frac{k}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned}$$

De même, l'équation de transport modifiée de la dissipation s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j \varepsilon}{\partial x_j} &= \frac{\varepsilon}{k} P_k \left[2 - \zeta_1 + \zeta_2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \right] - \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \left(2 - \frac{\zeta_3}{c_\mu^{1/4}} \right) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\Phi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - \frac{2\rho c_\mu}{\sigma_\Phi} \left[\frac{k^4}{\varepsilon^2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \right] \end{aligned}$$

Nous observons sur la relation (1.93) que l'équation de transport de ω est modifiée par rapport à la version standard par l'adjonction du terme :

$$Q_{SAS-EXACT} = 2\rho S^2 \zeta_2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - \frac{2\rho}{\sigma_\Phi} \frac{k}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (1.93)$$

Toutefois, Menter et Egorov (2005b) modifient ce terme de manière à ce que les performances du modèle SST ne soient pas affectées

$$Q_{SAS} = \rho \max \left[\zeta_2 S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2}{\sigma_\Phi} k \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right); 0 \right] \quad (1.94)$$

Le terme faisant intervenir le carré de la norme du gradient de k est introduit par Menter et Egorov (2005b) afin de préserver les performances du modèle SST dans les zones pariétales. Notons cependant, qu'il n'existe (à notre connaissance !) aucune justification ni explication détaillée concernant l'introduction de ce terme. Enfin la constante C est égale à 2 afin d'annuler le terme Q_{SAS} dans les couches limites et ainsi éviter son activation dans les zones pariétales.

Cette formulation a été testée sur une configuration de turbulence isotrope en décroissance et il a été observé que le modèle SAS pouvait devenir moins dissipatif qu'une LES dans le domaine des petites échelles (Menter et al., Menter et Egorov 2009a;b) ! Ce comportement n'est pas sans conséquence dans la mesure où il peut aboutir à une accumulation d'énergie au niveau des petites échelles ce qui se traduit par une phase de croissance du spectre d'énergie cinétique de turbulence

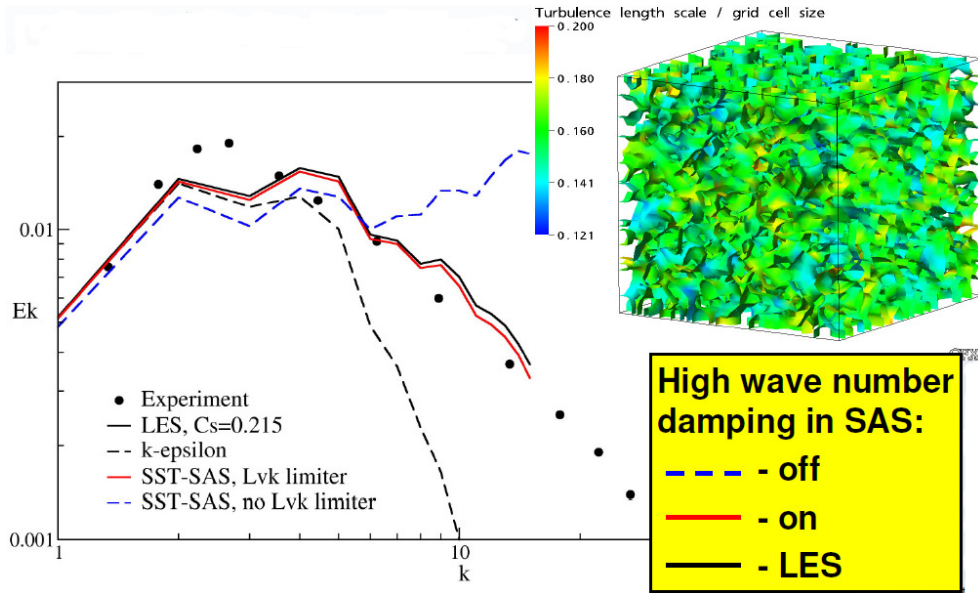


FIGURE 1.15 – Effet des limiteurs aux petites échelles sur une configuration de turbulence isotrope en décroissance (Menter et Egorov 2009a)

vers les grands nombres d'onde (figure 1.15). Or ce phénomène n'est pas représentatif de la réalité physique. En conséquence, Menter et Egorov (2009a;b) suggèrent d'imposer une limite basse à la viscosité turbulente par le biais d'une limite basse sur l'échelle L_{vK} . Pour obtenir ce minorant, ils écrivent une relation d'équilibre qui leur permet d'aboutir à une viscosité turbulente d'équilibre (v_t^{eq}) ayant la forme suivante :

$$v_t^{eq} = \left(\sqrt{\frac{1}{\zeta_2 \kappa} \left(\frac{\beta}{c_\mu} - \gamma \right) L_{vK}} \right)^2 S \quad (1.95)$$

qui a clairement une forme analogue au modèle de sous-maille de Smagorinsky

$$v_t^{LES} = (C_S \Delta)^2 S \quad (1.96)$$

En imposant que la viscosité turbulente d'équilibre ne devienne jamais inférieure à la viscosité de sous-maille, Menter et Egorov (2009a;b) déduisent le minorant imposé à l'échelle L_{vK} :

$$L_{vK}^{min} = C_S \cdot \sqrt{\frac{\zeta_2 \kappa}{(\beta/c_\mu) - \gamma}} \Delta \quad (1.97)$$

La viscosité numérique participe à la viscosité totale et donc le niveau de viscosité de sous-maille doit être plus ou moins important suivant le niveau de viscosité numérique du schéma numérique. En conséquence, la valeur de la constante C_S dépend du schéma numérique. Pour une calibration menée sur une configuration de DIT, la valeur de cette constante se situe dans l'intervalle $[0, 11; 0, 16]$. Ainsi, la nouvelle échelle L_{vK} utilisée est $\max\left(\kappa \frac{S}{\|\Delta U\|}, L_{vK}^{min}\right)$.

Notons que Menter et Egorov définissent un autre limiteur fondé sur le modèle de sous-maille WALE (pour Wall-Adapting Local Eddy-viscosity proposé par Nicoud et Ducros (1999)) qui aboutit à la forme suivante du minorant :

$$L_{vK}^{min} = C_W \sqrt{\frac{\zeta_2 \kappa}{(\beta/c_\mu) - \gamma} \frac{S_W}{S}} \Delta \quad (1.98)$$

où

$$S_W = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(4S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{S^5 + (4S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (1.99)$$

et S_{ij}^d est le tenseur défini par la relation

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_m}{\partial x_n} \frac{\partial U_n}{\partial x_m} \quad (1.100)$$

1.3.3.5.2 Intérêt physique de l'échelle L_{vK}

Davidson (2007) observe (figure 1.16) que l'échelle L_{vK} (trait noir délimité par les traits rouge à droite de la figure 1.16) est plus grande sur un champ de vitesse moyenné (faiblement fluctuant) que sur un champ de vitesse instationnaire (fluctuant) (trait bleu au centre de la figure 1.16).

Cette observation est particulièrement intéressante dans la mesure où cette échelle de longueur

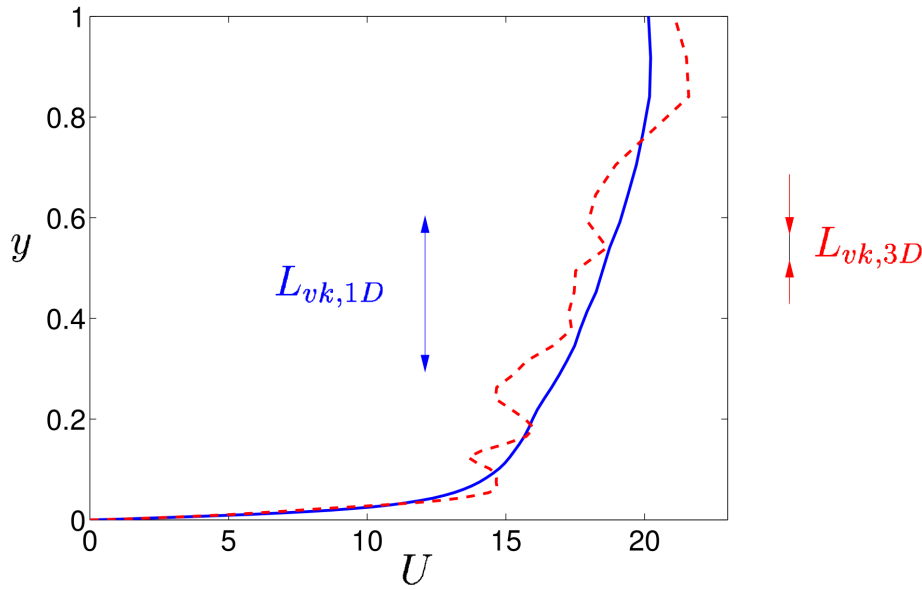


FIGURE 1.16 – Profils de vitesse issues d'une DNS sur configuration de canal : bleu : profil de vitesse moyenné en temps - rouge : profil de vitesse instantané. Echelle de von Kármán calculée à partir de chacun des profils (Davidson 2007)

diminue quand des instationnarités apparaissent donc elle peut servir de senseur pour les zones instationnaires de l'écoulement. Ainsi, la construction mathématique d'un terme de pilotage de la viscosité turbulente est possible à partir de cette grandeur et c'est justement dans cette optique que s'inscrit le terme Q_{SAS} . En effet, dans le système de variables $(k; \omega)$, la viscosité turbulente est proportionnelle au rapport k/ω et réduire la viscosité turbulente peut se faire en augmentant le niveau de ω . Le terme Q_{SAS} est un terme source dans l'équation de transport de ω , il a donc pour but d'augmenter la quantité ω . Ce terme est piloté par l'échelle L_{vK} qui diminue dans les zones instationnaires, provoquant une augmentation du rapport $\frac{L}{L_{vK}}$ et la non-nullité du terme Q_{SAS} . Cette activation du terme Q_{SAS} augmente la production de ω et réduit la viscosité turbulente. Finalement cette réduction de la viscosité turbulente assure une adaptation du niveau de ν_t capable de permettre le développement des instabilités physiques et conduire à une solution instationnaire plus précise et comparable aux résultats fournis par une DES et ce même sur des configurations complexes (Menter et Egorov 2010, Egorov et al. 2010).

1.3.3.5.3 Capacités et limites du modèle SAS

Le modèle SAS présente de nombreux avantages. Tout d'abord, il ne fait pas intervenir explicitement la taille de maille. En effet, bien que la taille de maille intervienne dans les limiteurs aux petites échelles, il ne s'agit pas là d'un paramètre discriminant entre les zones "résolues" et

"modélisées" comme c'est le cas en DES. Cette indépendance vis-à-vis de la taille de maille le rend beaucoup moins sensible aux problématiques de maillage et beaucoup plus attractif dans un contexte industriel où la phase de maillage peut se révéler suffisamment délicate sur des configurations complexes sans y introduire les limites observées en DES. Ensuite, la formulation SAS est très simple et elle n'exige donc pas de compétences techniques pointues pour adapter le modèle SST au modèle SAS. Enfin, ce modèle permet de calculer des solutions instationnaires tridimensionnelles représentatives des écoulements physiques et beaucoup plus précises que l'approche URANS classique (figure 1.17).

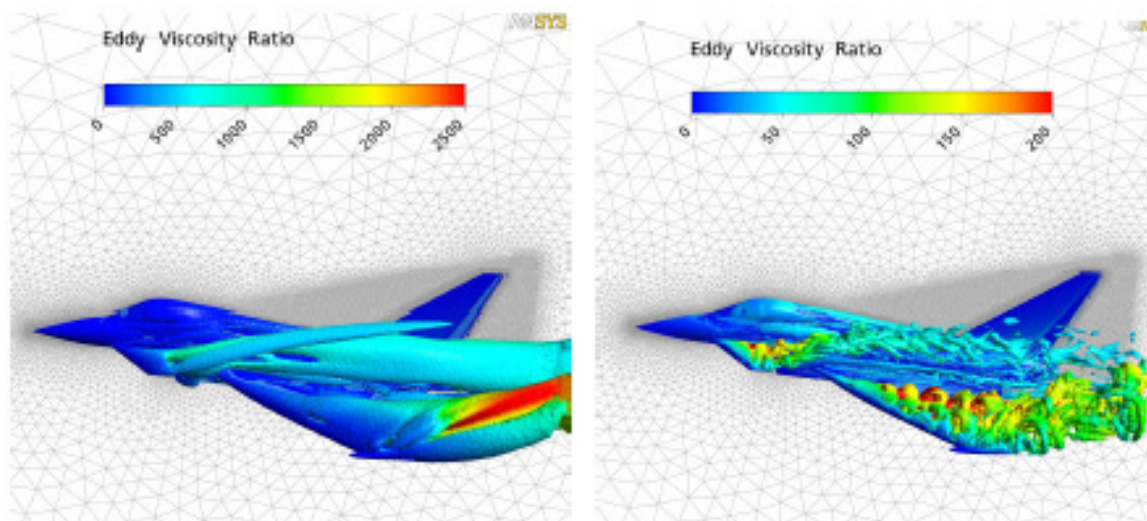


FIGURE 1.17 – Structures turbulentes dans un écoulement autour d'un FA-5 : gauche : SST - droite : SAS(Egorov et al. 2010)

Toutefois, le modèle SAS ne semble capable de prévoir des solutions instationnaires que dans le cas d'écoulements présentant un décollement massif. Cette limite est illustrée par l'échec du modèle à prévoir une solution instationnaire sur le cas de la marche descendante de Driver et Seegmiller (1985). En effet, sur cette configuration, le modèle SAS prévoit la même solution stationnaire que le modèle SST malgré la présence d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz au niveau du bec de la marche (Menter et al. 2009). Ces auteurs parviennent néanmoins à une solution instationnaire au moyen d'un procédé de forçage mais cette technique paraît artificielle et n'explique pas pourquoi le modèle SAS n'adapte pas son niveau de viscosité turbulente malgré la présence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse obtenu en aval du décollement. Ce problème sera abordé sous un angle théorique au chapitre suivant puis sous un angle numérique au chapitre 6.

Mentionnons que malgré cette zone d'ombre sur le modèle SAS, il se révèle particulièrement intéressant pour aborder des écoulements à caractère fortement instationnaire présents sur des configurations trop complexes pour être traitées par le biais d'une LES. Par ailleurs, notons que cette approche requiert une étude approfondie afin de mieux en comprendre le fonctionnement et en mesurer la portée. L'objet de ces travaux de recherche est d'alimenter la réflexion sur les capacités de cette approche.

AMÉLIORATION DU MODÈLE SAS : LE MODÈLE SAS- α L

2

DANS ce chapitre, nous présentons les diverses étapes conduisant à la proposition d'une nouvelle formulation pour le modèle SAS. Cette nouvelle formulation, dite "SAS- α L", est issue d'une réflexion sur l'échec du modèle SAS à prévoir une solution instationnaire sur la configuration de marche descendante de Driver et Seegmiller (1985). Tout d'abord, une brève description des phénomènes physiques en présence au niveau du bec de la marche (instabilité de Kelvin-Helmholtz, couche de mélange) est fournie. Puis, une analyse du comportement du modèle SAS en réaction à ces mécanismes physiques est menée, montrant les limites de la formulation proposée initialement. Enfin, une formulation plus adéquate est construite pas à pas dans le but ultime d'activer très rapidement le terme SAS au niveau du bec de la marche pour aboutir à une solution instationnaire.

2.1 LIMITES DE LA FORMULATION SAS CLASSIQUE

2.1.1 Phénomènes physiques en présence

Au droit de la marche, la présence de deux courants de vitesses différentes (figure 2.1) entraîne l'existence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse. Ce point d'inflexion conduit à une instabilité dite de Kelvin-Helmholtz au sein de l'écoulement.

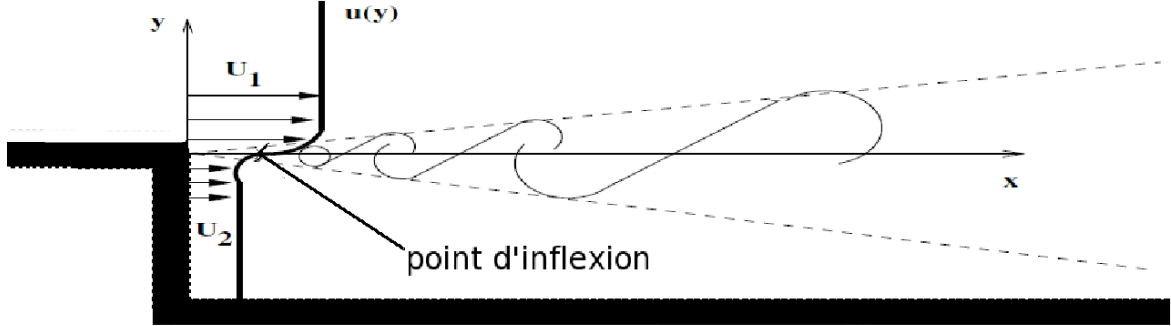


FIGURE 2.1 – Développement d'une couche de mélange suite à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz au niveau du bec de la marche

2.1.2 Analyse du comportement du modèle SAS

Pour analyser les raisons de l'échec du modèle SAS à activer le terme Q_{SAS} dans les zones instationnaires précédemment décrites, il paraît judicieux de s'attacher au comportement de l'échelle L_{vK} dans la mesure où c'est cette échelle qui joue le rôle de "détecteur d'instationnarités" comme nous l'avons montré au chapitre précédent.

Au niveau de la couche de mélange, l'hypothèse de couche mince peut être appliquée et l'échelle L_{vK} peut être approximée de la manière suivante :

$$L_{vK} = \kappa \frac{S}{\|\Delta U\|} \approx \kappa \left| \frac{\partial U / \partial y}{\partial^2 U / \partial y^2} \right| \quad (2.1)$$

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est générée par le point d'inflexion qui apparaît dans le profil de vitesse peu après le bec de la marche (voir figure 2.1).

La dérivée seconde de la vitesse étant nulle au point d'inflexion I de coordonnées (x_I, y_I, z_I) , nous concluons :

$$\lim_{(x,y,z) \rightarrow (x_I, y_I, z_I)} L_{vK} = +\infty \quad (2.2)$$

De plus, en supposant (raisonnablement) que la fonction

$$L_{vK} : \begin{cases} \mathbb{R}^3 & \rightarrow \mathbb{R} \\ (x, y, z) & \mapsto \kappa \frac{\partial U / \partial y}{\partial^2 U / \partial y^2} \end{cases} \quad (2.3)$$

est continue, il découle que ce comportement n'est pas ponctuel et que l'échelle L_{vK} conserve des valeurs importantes dans une zone de l'écoulement englobant le point d'inflexion. Ainsi, au lieu de décroître en présence d'instationnarités comme il est souhaitable, l'échelle L_{vK} conserve des valeurs importantes qui conduisent à la nullité (ou à de faibles valeurs) du terme Q_{SAS} . Il en résulte que l'activation du terme Q_{SAS} est retardée et le niveau de viscosité turbulente demeure trop élevé pour assurer le développement des instabilités et la prévision d'une solution instationnaire.

2.2 PROPOSITION D'UNE NOUVELLE FORMULATION DU MODÈLE SAS : LE MODÈLE SAS- αL

2.2.1 Limitation de l'échelle L_{vK}

L'analyse du comportement de l'échelle L_{vK} dans une couche de mélange a montré que dans certaines situations, l'échelle L_{vK} ne variait pas dans le sens propice à l'obtention d'une solution instationnaire. Plus particulièrement, dans une couche de mélange, L_{vK} a tendance à croître localement vers des valeurs importantes. Il paraît donc judicieux de proposer une borne supérieure aux valeurs de l'échelle L_{vK} . L'idée première est d'utiliser l'échelle de longueur de turbulence L , ou tout au moins, un multiple de cette échelle : αL où α désigne une constante à calibrer.

$$\widetilde{L}_{vK} = \min(L_{vK}; \alpha L) \quad (2.4)$$

2.2.2 Préservation de la couche limite

Un autre critère à satisfaire est la préservation de la couche limite. En effet, l'activation du terme SAS dans la couche limite serait dangereux car il pourrait conduire aux mêmes problèmes que la DES97 c'est-à-dire la sous-estimation des tensions de Reynolds qui déboucherait sur un décollement prématuré.

2.2.2.1 Analyse du comportement du terme Q_{SAS} dans la sous-couche visqueuse d'une couche limite

Pour mener cette étude, nous nous basons sur les développements de Taylor-Young à la paroi des grandeurs k , ω et u qui s'écrivent :

$$k = O(y^{3,23}) \quad (\text{solution théorique du modèle SST}) \quad ; \quad \omega = O(1/y^2) \quad \text{et} \quad u = O(y) \quad (2.5)$$

Ainsi :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = O(1) \quad ; \quad \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad \text{donc} \quad \lim_{y \rightarrow 0} L_{vK} = +\infty \quad (2.6)$$

Il en résulte que la correction proposée s'active dans la sous-couche visqueuse et le développement du premier terme intervenant dans le terme Q_{SAS} conduit à :

$$T_1 = \zeta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \underset{y \rightarrow 0}{=} \zeta_2 \kappa \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \left(\frac{1}{\alpha} \right)^2 \underset{y \rightarrow 0}{=} O(1) \quad (2.7)$$

Procédons à présent au développement du deuxième terme intervenant dans le terme Q_{SAS} :

$$T_2 = C \frac{2k}{\sigma_\Phi} \left(\frac{\|\text{grad} k\|^2}{k^2}; \frac{\|\text{grad} \omega\|^2}{\omega^2} \right) \quad (2.8)$$

La dérivation des développements de Taylor-Young de k et ω (2.5) conduit à :

$$\frac{\partial k}{\partial y} \underset{y \rightarrow 0}{=} O(y^{2,23}) \quad \text{et} \quad \frac{\partial \omega}{\partial y} \underset{y \rightarrow 0}{=} O\left(\frac{1}{y^3}\right) \quad (2.9)$$

Il vient alors que :

$$T_2 \underset{y \rightarrow 0}{=} O(y^{3,23}) \max \left(O(y^{-2}); O(y^{-2}) \right) \underset{y \rightarrow 0}{=} O(y^{1,23}) \quad (2.10)$$

En conclusion,

$$Q_{SAS} = \max(T_1 - T_2; 0) \underset{y \rightarrow 0}{=} O(1) \quad (2.11)$$

Il résulte donc de l'analyse théorique précédente que la correction proposée s'active dans la sous-couche visqueuse d'une part, et d'autre part le terme Q_{SAS} devient non nul. Ce comportement

n'est donc pas souhaitable dans la mesure où il nuit aux bonnes performances du modèle SST dans les zones pariétales. Il faut donc absolument empêcher l'application de la correction dans la couche limite et permettre à cette correction d'éventuellement s'appliquer à l'extérieur. Ce type de problématique est commun en modélisation où un comportement différent du modèle est requis suivant les zones de l'écoulement : modèle bi-couche SST ou encore DDES... Cette distinction se fait par le biais de fonction de transition d'un comportement vers un autre. Or, ici, le modèle qui sert de base au modèle SAS est le modèle SST qui emploie la fonction F_1 (équation 1.48) pour identifier la couche limite et l'écoulement extérieur afin d'appliquer dans la zone interne le modèle $k - \omega$ de Wilcox et dans la zone externe le modèle $k - \varepsilon$. Par conséquent, il paraît judicieux de réutiliser cette fonction F_1 pour distinguer les zones où la correction est autorisée à s'appliquer des zones où son application est prohibée.

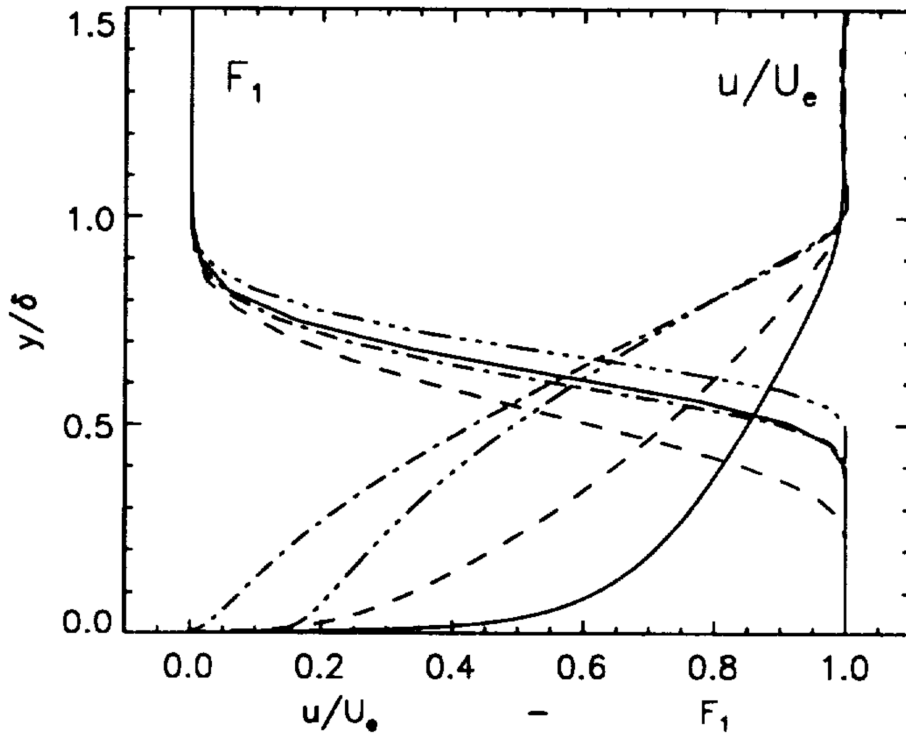


FIGURE 2.2 – Représentation graphique de la fonction F_1 en fonction du rapport y/δ pour divers profils de vitesse (Menter 1994b)

La nouvelle formulation suivante est proposée :

$$\widetilde{L_{vK}} = \min(L_{vK}; F_1 L_{vK} + (1 - F_1) \alpha L) \quad (2.12)$$

satisfait à toutes nos exigences. En effet, la fonction F_1 vaut 1 dans la majeure partie de la couche limite ($y/\delta < 0,7$) et vaut 0 au-delà (figure 2.2). Notons ici que comme la fonction F_1 n'est pas identiquement égale à 1 dans l'ensemble de la couche limite, la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique sont protégées alors que nous ne pouvons pas nous prononcer sur la zone de sillage.

2.2.3 Calibration de la constante α

La calibration de la constante α repose sur une démarche due à Lilly (1966). En effet, nous supposons que la coupure prend place au sein de la plage inertielle du spectre représentée par la formule analytique de Kolmogorov $E(\eta) = C_K \varepsilon^{2/3} \eta^{-5/3}$ avec C_K la constante de Kolmogorov dont la valeur est considérée égale à 1,4, ε le taux de dissipation, η le nombre d'onde et η_c le

nombre d'onde de coupure. Les relations suivantes peuvent alors être écrites :

$$S^2 = \int_0^{\eta_c} \eta^2 E(\eta) d\eta \quad \text{et} \quad \|\Delta \underline{U}\|^2 = \int_0^{\eta_c} \eta^4 E(\eta) d\eta \quad (2.13)$$

Ainsi

$$L_{vK} = \kappa \sqrt{\frac{\int_0^{\eta_c} \eta^2 E(\eta) d\eta}{\int_0^{\eta_c} \eta^4 E(\eta) d\eta}} \quad (2.14)$$

$$\Rightarrow L_{vK} = \kappa \sqrt{\frac{5}{2}} \eta_c^{-1} \quad (2.15)$$

D'autre part, les relations classiques suivantes peuvent être écrites :

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad ; \quad L = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4} \omega} \quad \text{et} \quad \varepsilon = C_\mu k \omega \quad (2.16)$$

Celles-ci permettent alors de déduire :

$$L = v_t^{3/4} \varepsilon^{-1/4} \quad (2.17)$$

En identifiant le taux de dissipation avec le flux d'énergie à travers la coupure, nous pouvons déterminer la viscosité turbulente :

$$\varepsilon = \int_0^{\eta_c} 2v_t \eta^2 E(\eta) d\eta \quad \Rightarrow \quad v_t = \frac{2}{3C_K} \varepsilon^{1/3} \eta_c^{-1} \quad (2.18)$$

Il en résulte que :

$$L = \left(\frac{2}{3C_K} \right)^{3/4} \eta_c^{-1} \quad (2.19)$$

Ainsi, pour éviter l'activation du limiteur sauf dans les zones particulières de l'écoulement, la condition suivante doit être satisfaite :

$$\alpha L > L_{vK} \quad (2.20)$$

$$\Rightarrow \alpha > \frac{L_{vK}}{L} \quad (2.21)$$

Les relations (2.15) et (2.17) permettent alors de conclure :

$$\alpha > \kappa \sqrt{\frac{5}{2}} \left(\frac{2}{3C_K} \right)^{-3/4} \Rightarrow \alpha > 1,13 \quad (2.22)$$

Cependant, ce raisonnement est issu d'arguments statistiques donc une valeur supérieure à ce seuil doit être employée. Les études, menées au cours de ces travaux de thèse, ont été conduites avec une valeur de la constante α égale à 2,5. Le modèle, incluant la nouvelle formulation $\widetilde{L_{vK}}$ et la valeur de la constante α égale à 2,5, est dénommé par la suite SAS- αL .

2.2.4 Vérification *a posteriori* de la préservation de la couche limite

Le paragraphe précédent montre que l'emploi de la fonction F_1 préserve la zone interne et la zone logarithmique de la couche limite. Pour vérifier la préservation de la zone externe, une étude *a posteriori* a été menée sur l'écoulement en amont de la marche sur la configuration expérimentale de Driver et Seegmiller (1985). En entrée de cette configuration, un profil de vitesse possédant les mêmes caractéristiques que celui de l'expérience est imposé. Les détails de cette configuration sont présentés au chapitre 6. Ici, il suffit de retenir que l'écoulement qui se développe en amont de la marche s'apparente à un écoulement de couche limite de plaque plane et donc il est opportun de comparer le comportement des trois modèles SST, SAS et SAS- αL . Sur la figure 2.3, nous avons tracé le profil de vitesse au niveau du bec de la marche (situé à 4 fois la hauteur de marche en aval de l'injection) prévu par chacun des modèles et mesuré expérimentalement.

Il apparaît clairement que les modèles SST, SAS et SAS- αL coïncident parfaitement. On en déduit donc que les performances du SST sont préservées dans les zones pariétales par le modèle SAS et aussi le modèle SAS- αL .

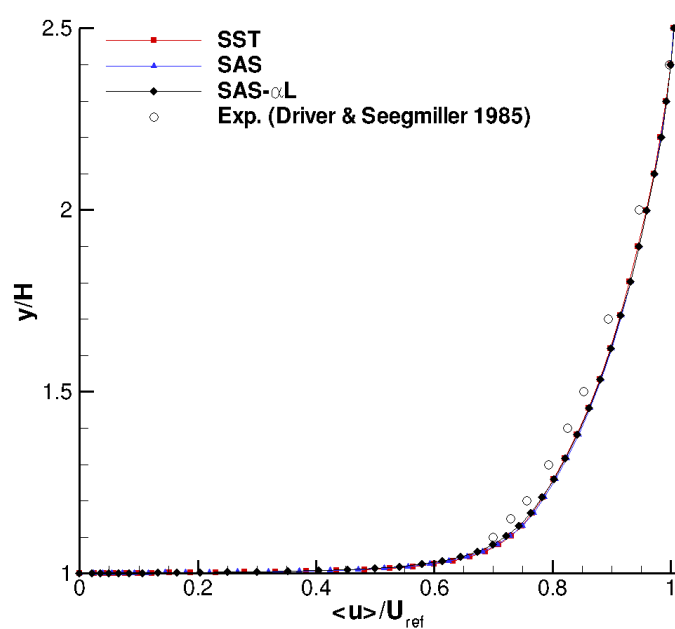


FIGURE 2.3 – Comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- αL sur un écoulement de plaque plane

Deuxième partie

MOYENS ET MÉTHODES

IMPLANTATION DES MODÈLES SAS ET SAS- α L DANS LE CODE DE CALCUL NAVIER-STOKES *elsA* DE L'ONERA

DANS ce chapitre, nous présentons l'étape de codage des modèles SAS et SAS- α L dans le solveur *elsA* de l'ONERA. Après une brève présentation de l'architecture du logiciel *elsA*, nous développons les modifications apportées au code existant, afin de permettre les fonctionnalités SAS et SAS- α L. Outre la consignation des travaux réalisés, l'objectif de ce chapitre est de souligner la relative simplicité avec laquelle le modèle SST, classiquement implanté dans la plupart des solveurs Navier-Stokes existants, peut être adapté pour aboutir à une version SAS de ce modèle.

3.1 PRÉSENTATION DU SOLVEUR *elsA* DE L'ONERA

3.1.1 Le projet *elsA*

Le logiciel *elsA* (acronyme désignant "ensemble logiciel pour la simulation Aérodynamique") (Cambier 1999, Cambier et Gazaix, Gazaix et al. 2002, Cambier et Veuillot 2008) est le fruit d'un projet initié en 1997 par l'ONERA et qui aujourd'hui fédère d'autres partenaires tel que le Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique (CERFACS). Ce logiciel est dédié à la simulation numérique d'écoulements internes et externes. L'objectif de ce projet est de proposer un logiciel alliant efficacité et flexibilité. En effet, l'ONERA disposait de logiciels de CFD (CANARI (Veuillot et al. 1993) et FLU3M (Cambier et al. 1995)) dédiés à des champs d'applications spécifiques mais ceux-ci posaient des difficultés majeures pour l'ajout de nouvelles fonctionnalités. Or, il s'agit d'une limite importante dans la mesure où les codes de calcul doivent pouvoir suivre l'évolution des recherches pour mettre à disposition de l'utilisateur les techniques les plus adéquates au traitement d'un problème. La facilité d'évolution du logiciel *elsA* repose sur l'exploitation de l'aspect "orienté-objet" introduit dans certains langages tel que C++ à la fin des années 90 et donc au début du projet *elsA*. L'architecture du logiciel *elsA* sera plus détaillée au sein du paragraphe suivant. *elsA* repose sur une approche "volumes finis" pour la discrétisation des équations de Navier-Stokes. *elsA* permet l'étude d'une large gamme d'écoulements. En effet, la parallélisation du code permet de simuler des configurations qui requièrent un maillage trop lourd pour être traité en monoprocesseur. Ensuite, la possibilité de traiter des maillages non-coïncidents ou partiellement non-coïncidents permet l'étude de configurations complexes. Pour l'aspect modélisation, *elsA* dispose d'un large choix de modèles de transition et de turbulence. *elsA* met à disposition la plupart des techniques de simulation des écoulements turbulents d'emploi effectif dans l'industrie : RANS stationnaire, RANS instationnaire, DES, ZDES et LES. Notons de plus qu'un effort est conduit pour intégrer graduellement les approches issues de la recherche. Enfin, diverses méthodes sont possibles pour le traitement numérique. En effet, différents schémas de discrétisation spatiale (Jameson, Roe, AUSM...) sont disponibles. De même l'intégration en temps peut se faire de diverses manières (Euler rétrograde, Runge-Kutta, Gear, "dual-time-stepping"...). Cette diversité des techniques rend le logiciel apte à traiter des problèmes aux mécanismes physiques différents requérant des traitements numériques adaptés à chaque situation. Le grand potentiel du logiciel *elsA* est responsable de sa popularité au sein de grands groupes européens de l'industrie aérospatiale (AIRBUS, SAFRAN, EUROCOPTER...). Une description des hypothèses physiques sur lesquelles repose le logiciel *elsA* ainsi que des schémas de discrétisation spatiale et temporelle utilisés au cours de nos travaux est fournie en annexe A.1.

3.1.2 Architecture du logiciel *elsA*

Au paragraphe précédent, nous avons déjà expliqué que la décision fondamentale prise dans le cadre du projet *elsA* est le choix de l'approche "orienté-objet" (OO). En effet, la question qui se pose dès les prémices de la création d'un code de calcul CFD porte sur le choix d'une architecture capable de prendre en compte les divers modèles de turbulence et les diverses techniques numériques. A défaut d'adopter une stratégie méthodique, la plupart des codes de calcul souffre rapidement de difficultés énormes à intégrer de nouvelles fonctionnalités. En ce sens, l'OO permet de résoudre ce type de problèmes en permettant une fragmentation du code de manière relativement indépendante entre chaque bloc. En conséquence, chaque bloc peut être modifié sans affecter de manière "pénalisante" les autres blocs du code. L'OO met à profit la notion de classe disponible dans un langage tel que C++. Dans une classe, sont regroupées toutes les méthodes inhérentes au même aspect d'un problème : modèles, opérateurs... Le tableau 3.1 montre une fragmentation sommaire du noyau *elsA*.

Il existe différents langages de programmation "orienté-objet" tels que C++, Java, Eiffel ou encore Smalltalk... Toutefois, le choix du langage C++ semble le plus opportun dans la mesure où ce langage est le plus mature et le plus répandu ; c'est pour ces raisons qu'il a été retenu dans le cadre du projet *elsA*.

Blk	Maillage
Geo	Connectivité, métrique
Dtw	Distances à la paroi
Join	Coïncidence
Fxc	Flux convectifs
Fxd	Flux diffusifs
Sou	Termes source
Bnd	Conditions aux limites
Oper	Opérateur numérique
Rhs	Equations
Lhs	Phase implicite
Tmo	Intégration temporelle
Eos	Thermodynamique
Tur	Modèles de turbulence
Fld	Champs
Sio	Pre/Post-post-traitement
Pcm	Gestion de la parallélisation

TABLE 3.1 – *Fragmentation du noyau du code de calcul elsA*

L'autre aspect inhérent au choix des langages de programmation dans la conception d'un logiciel CFD est l'efficacité en termes de coût de calcul. Le langage C++ met à disposition des compilateurs dédiés au calcul intensif sur supercalculateur mais il n'en demeure pas moins que le langage FORTRAN est plus adapté à ce champ d'applications. Le langage FORTRAN a été utilisé dans les méthodes de calcul pur et le langage C++ a été employé pour gérer les méthodes et créer les objets.

Enfin, le dernier aspect de la construction d'un logiciel de CFD est le choix du langage dédié au codage de l'interface. Celle-ci est élaborée grâce à un langage interprété. Divers langages possèdent ce caractère tels que les logiciels commerciaux Matlab et Mathematica où les logiciels gratuits Tcl, Perl ou Python. Python est sans aucun doute le langage interprété qui présente le plus d'avantages. Tout d'abord, il permet l'écriture de scripts puissants et élégants par leur simplicité. Ensuite, le logiciel Python peut être étendu par l'adjonction de bibliothèques développées par l'utilisateur. Cet avantage a été largement exploité pour le codage de bibliothèques dédiées à *elsA*. Enfin, du point de vue pratique, la gratuité du logiciel Python évite l'inconvénient financier et logistique d'achat et de gestion des licences qui peut se poser avec le nombre important de développeurs impliqués dans un tel projet.

3.2 IMPLANTATION DES MODÈLES SAS ET SAS- α L DANS *elsA*

3.2.1 Cahier des charges

Avant de procéder à la présentation de l'algorithmique sous-jacente au codage des modèles SAS et SAS- α L, il est opportun de présenter le "cahier des charges" auquel l'algorithme proposé tente de répondre.

- La première prérogative avant la conception de tout algorithme est la définition claire du problème que l'on cherche à traiter. La méthode SAS étant une extension applicable à l'ensemble des modèles de turbulence, il nous fallait définir la manière dont cette approche devait être appréhendée. Nous avons fait le choix de permettre l'application de l'approche SAS qu'au seul modèle SST. Dans cette optique, le terme SAS est conçu comme une correction du modèle SST. Ce choix est justifié par les bonnes propriétés du modèle SST énoncées au chapitre 1. Il paraît, en effet, plus opportun d'appliquer l'approche SAS à un modèle largement éprouvé. D'autre part, le modèle SST est l'un des modèles à viscosité turbulente les plus utilisés par les industriels de l'aéronautique, il paraît donc judicieux de privilégier ce modèle.

Ce choix nous a conduits à agir dans le système Tur, dédié aux modèles de turbulence, déjà évoqué à la table 3.1. La figure 3.1 représente un diagramme simplifié du système Tur. Celui-ci comprend, en particulier, les fonctionnalités dédiées aux équations de transport (TurTransp), dont celles de k et ω sont un cas particulier, contenues dans TurKO. Les équations de transport de k et ω du modèle SST nécessitent le calcul de la viscosité turbulente effectué au sein de TurMTSST (case rouge de la figure 3.1). C'est dans cette partie du logiciel que notre travail d'implantation se situe principalement.

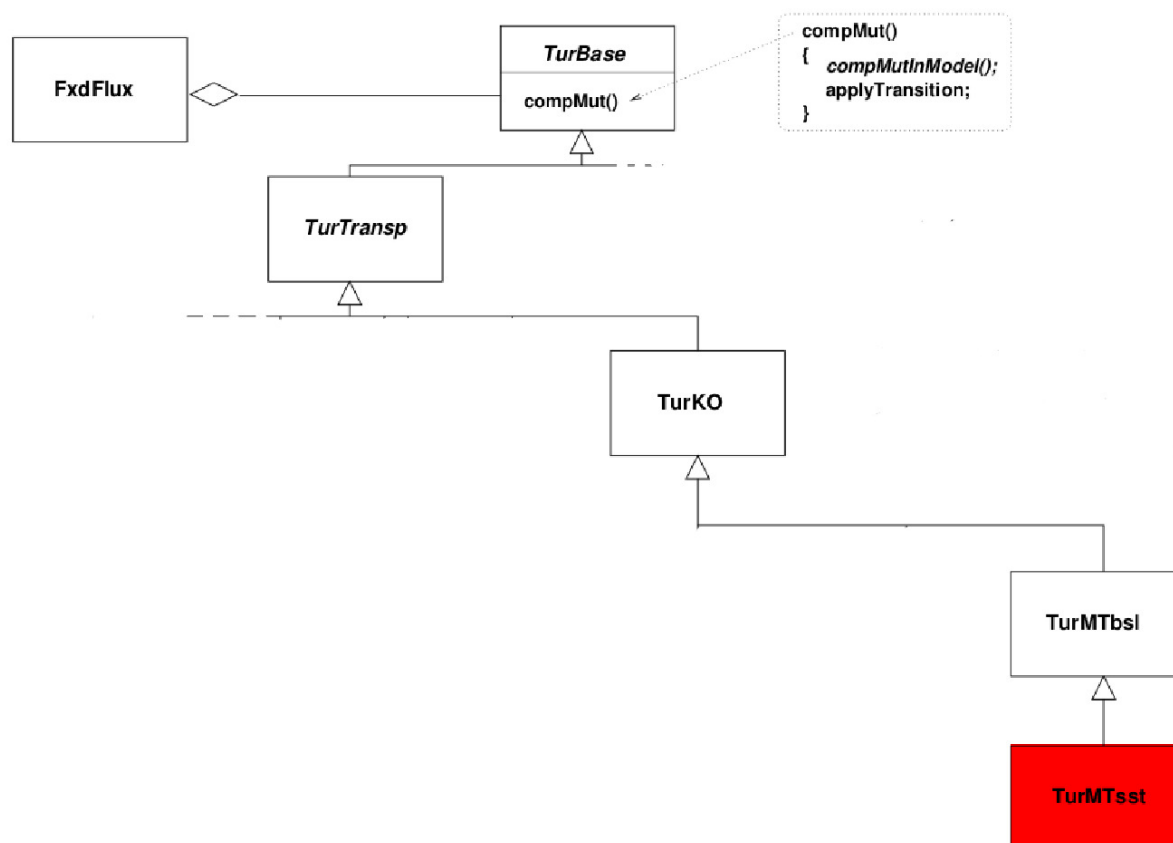


FIGURE 3.1 – Diagramme simplifié du module Tur dans elsA (inspiré de Gazaix et al. (2002))

- Le deuxième impératif est le respect des normes de programmation en vigueur dans *elsA* dans la mesure où le logiciel *elsA* sera sans doute amené à évoluer dans l'avenir et il est impératif que nos travaux puissent être repris sans difficulté par une tierce personne.
- La troisième prérogative porte sur le temps de calcul et les ressources mémoire mises en jeu lors d'une simulation. En effet, nous avons expliqué au chapitre 1 que le temps de calcul et les ressources mémoire consommées lors d'une simulation étaient un facteur discriminant sur les méthodes applicables dans un contexte industriel. Il en résulte donc qu'un effort doit être conduit au cours de l'étape algorithmique pour produire un algorithme efficace au sens où il "minimise" l'emploi des ressources mémoire et le temps de calcul.
- Un autre critère de qualité des algorithmes reconnu est la modularité. De ce fait, nous avons décomposé notre problème "complexe" initial en un ensemble de sous-problèmes de manière à aboutir à un ensemble de sous-programmes plus lisibles et pour certains réutilisables pour d'éventuelles autres applications (par exemple : calcul de la norme du laplacien du vecteur vitesse).

3.2.2 Stratégie de programmation et algorithmique

3.2.2.1 Stratégie de programmation

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 1, le modèle SST-SAS se distingue du modèle SST classique par l'adjonction du terme source Q_{SAS} suivant :

$$Q_{SAS} = \rho \max \left[\zeta_2 S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2}{\sigma_\Phi} k \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right); 0 \right] \quad (3.1)$$

avec

$$L_{vK} = \kappa \sqrt{\frac{\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}{\frac{\partial^2 U_l}{\partial x_m^2} \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_n^2}}} \quad (3.2)$$

La version SAS- α L se distingue du modèle SAS par la substitution de \widetilde{L}_{vK} à L_{vK} où \widetilde{L}_{vK} est définie par :

$$\widetilde{L}_{vK} = \min(L_{vK}, F_1 L_{vK} + (1 - F_1) \alpha L) \quad (3.3)$$

En supposant que nous disposons des grandeurs suivantes : $\rho, k, \omega, \underline{\text{grad}}(k), \underline{\text{grad}}(\omega), \underline{\text{grad}}(U), \underline{\text{grad}}(V), \underline{\text{grad}}(W)$ ce qui est le cas puisqu'elles sont nécessaires au calcul des termes intervenant dans les équations de transport du modèle SST, le problème du calcul du terme Q_{SAS} peut se décomposer sous la forme suivante :

- Calcul du dénominateur de L_{vK}^2 qui consiste à calculer le carré de la norme du laplacien du vecteur vitesse. Cette fonction purement mathématique a été implantée sous la forme d'une routine FORTRAN 90 dénommée `TurLAPLACVELF.for` comme le suggère les règles de programmation dans *elsA*.
- Calcul de la norme du gradient de ω . Cette fonction a été implantée sous la forme d'une méthode C++ nommée `compGomGom.C`. Le choix du C++ est motivé par la cohérence avec le calcul du terme de diffusion croisé présent dans l'équation de transport de ω du modèle SST.
- Calcul de la norme du gradient de k . Cette fonction a été implantée sous la forme d'une méthode C++ nommée `compGradkGradk.C`. Le choix du langage C++ repose sur la cohérence avec la procédure `compGomGom.C`.
- Calcul du terme Q_{SAS} grâce à la routine FORTRAN.90 `TurKOMenterSASSourceF.for`.
- Adjonction du terme Q_{SAS} aux termes source présents dans l'équation de transport de ω . Cette opération est réalisée au sein de la méthode `compSource.C` qui calcule les termes source du modèle SST.

Le paragraphe qui suit présente l'algorithmique inhérente à ce découpage. Notons cependant que les versions de calcul du terme Q_{SAS} affectées par les limiteurs aux petites échelles ont été implantées mais leur présentation a été volontairement omise pour ne pas surcharger cette partie. Il suffit de garder à l'esprit que l'extraction de la taille de maille qui intervient dans l'expression de ces limiteurs est pré-existante dans le code *elsA* dans la mesure où la version SST-DES est déjà implantée.

3.2.2.2 Algorithmique

3.2.2.2.1 Algorithme correspondant à la routine `TurLAPLACVELF.for`

Un écueil se pose lors du calcul de la norme du laplacien du vecteur vitesse. En effet, ce calcul requiert le calcul des dérivées (spatiales) secondes de la vitesse. Or, il existe déjà dans *elsA* une classe `OperGradGradVelocity` qui permet de calculer les composantes du Hessian du vecteur vitesse. Cette classe, décrite et utilisée par Houdeville et de Saint Victor (2007), calcule soit le Hessian complet du vecteur vitesse à partir du tenseur $\underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{U})$ soit le gradient de chaque dérivée spatiale de la vitesse. La différence entre les deux comportements de cet opérateur réside dans l'identifiant qui lui est passé en argument.

Pour le calcul des dérivées secondes de la vitesse, nous avons privilégié la deuxième approche consistant à calculer successivement le gradient de toutes les composantes du gradient de vitesse. En effet, le Hessien du vecteur vitesse est un tenseur d'ordre 3 composé de 27 composantes, réduites à 18 grâce au théorème de Schwarz, mais il n'en demeure pas moins que le stockage de ces 18 composantes à chaque cellule pénaliserait lourdement le code du point de vue de la consommation des ressources mémoire. Cette remarque est d'autant plus pertinente que l'emploi du modèle SAS requiert un maillage relativement lourd. A titre d'exemple, nos simulations utilisent entre 3 et 12 millions de points...

Dans la deuxième approche, chaque composante du tenseur $\underline{\underline{\text{grad}(\underline{U})}}$ est repérée par un identifiant noté Id compris entre 1 et 9. La correspondance est synthétisée au tableau 3.2. Dès lors

Id=1 : $\frac{\partial u}{\partial x}$	Id=2 : $\frac{\partial u}{\partial y}$	Id=3 : $\frac{\partial u}{\partial z}$
Id=4 : $\frac{\partial v}{\partial x}$	Id=5 : $\frac{\partial v}{\partial y}$	Id=6 : $\frac{\partial v}{\partial z}$
Id=7 : $\frac{\partial w}{\partial x}$	Id=8 : $\frac{\partial w}{\partial y}$	Id=9 : $\frac{\partial w}{\partial z}$

TABLE 3.2 – Correspondance entre dérivées spatiales de la vitesse et identificateur

nous pouvons écrire l'algorithme correspondant à la routine `TurLAPLACVEL.for` :

Définir un scalaire Laplac

Définir un vecteur nul LaplacVel de dimensions 3

Pour $Id = 1 \mapsto 9$

Si Id=1

Faire LaplacVel(1)=OperGradGrad(i,1)

Si Id=2

Faire LaplacVel(1)+=OperGradGrad(i,2)

Si Id=3

Faire LaplacVel(1)+=OperGradGrad(i,3)

Si Id=4

Faire LaplacVel(2)=OperGradGrad(i,1)

Si Id=5

Faire LaplacVel(2)+=OperGradGrad(i,2)

Si Id=6

Faire LaplacVel(2)+=OperGradGrad(i,3)

Si Id=7

Faire LaplacVel(3)=OperGradGrad(i,1)

Si Id=8

Faire LaplacVel(3)+=OperGradGrad(i,2)

Si Id=9

Faire LaplacVel(3)+=OperGradGrad(i,3)

Fin Si

Id++

Fin Pour

Faire Laplac=LaplacVel(1)**2+LaplacVel(2)**2+LaplacVel(3)**2

Renvoyer Laplac

Remarque 3.1 Pour simplifier les notations et la présentation de l'algorithme ci-dessus nous avons négligé la boucle portant sur le nombre de cellules du maillage et aussi la dépendance à cette dimension. Mais l'algorithme se généralise très facilement pour prendre en compte la dépendance à la cellule.

En supposant que le traitement effectué par l'opérateur OperGradGrad se fait en temps constant, nous effectuons au plus 9 comparaisons (portant sur l'identifiant), une addition puis 3 multiplications et deux additions en sortie de boucle. En conséquence, cet algorithme est de complexité (en temps de calcul) linéaire $O(N)$ où N désigne le nombre de cellules. En termes

de mémoire occupée, la complexité est également linéaire dans la mesure où nous occupons des vecteurs de taille proportionnelle au nombre de mailles.

3.2.2.2.2 Algorithme correspondant à la procédure **compGomGom.C**

Le calcul du carré de la norme du gradient de ω à partir du gradient de ω est relativement simple et s'effectue suivant l'algorithme :

```
Déclarer GradOmNorm2
Faire GradOmNorm2=GradOm(1)**2+GradOm(2)**2+GradOm(3)**2
Renvoyer GradOmNorm2
```

3.2.2.2.3 Algorithme correspondant à la procédure **compGradkGradk.C**

Le calcul du carré de la norme du gradient de k à partir du gradient de k est relativement simple et s'effectue suivant l'algorithme :

```
Déclarer GradkNorm2
Faire GradkNorm2=Gradk(1)**2+Gradk(2)**2+Gradk(3)**2
Renvoyer GradkNorm2
```

3.2.2.2.4 Algorithme correspondant à la routine **TurKOMenterSASSourceF.for**

Version SAS classique

Dans ce paragraphe, nous présentons l'algorithme de calcul du terme Q_{SAS} intervenant dans la version classique du modèle SAS. Cet algorithme correspond donc à la fonction **TurKOMenterSASSourceF.for**.

```
Charger les vecteurs de dimension Ncell  $\rho$ ,  $k$ ,  $\omega$ , NormGradOm2, NormGradk2 et Laplac
Charger les vecteurs de dimensions  $3 \times Ncell$  GradU, GradV et GradW
Charger les scalaires  $C$ ,  $\zeta_2$ ,  $\sigma_\Phi$ ,  $C_\mu$  et  $\kappa$ 
Définir le vecteur (initialisés à 0) de dimension Ncell : TermQ
Définir les scalaires Strain2, Lscale et Lvkscale2
Pour  $N = 1 \mapsto Ncell$ 
    Strain2 = [GradU[1,n]]**2 + [GradV[2,n]]**2 + [GradW[3,n]]**2
              +  $\frac{1}{2}$  ([GradU[2,n] + GradV[1,n]]**2
              + [GradU[3,n] + GradW[1,n]]**2
              + [GradV[3,n] + GradW[2,n]]**2)
    Lscale =  $k[n] * 0.5 / (C_\mu * 0.25 * \omega[n])$ 
    Lvkscale2 =  $\kappa * 2 * Strain2 / Laplac[n]$ 
    TermQ[n] =  $\rho[n] * \max [\zeta_2 * Strain2 * L * 2 / Lvkscale2$ 
                       $- C * 2 / \sigma_\Phi * (NormGradOm2[n] / \omega[n]^2; NormGradk2[n] / k[n]^2)]$ 
N++
Fin Pour
Renvoyer TermQ
```

A chaque itération, le même nombre d'opérations (additions, multiplications, soustractions et puissances) est effectué. En supposant que ces opérations s'effectuent en temps constant, la complexité en temps de calcul est linéaire $O(N)$. De même, la complexité de cet algorithme en

terme de ressources mémoire consommées est linéaire dans la mesure où des vecteurs de taille proportionnelle au nombre de cellules N sont occupés pour les besoins du calcul.

3.2.2.2.5 Version SAS- α L

Le paragraphe qui suit présente l'algorithme de calcul du terme Q_{SAS} intervenant dans la version SAS- α L que nous avons développée.

Charger les vecteurs de dimension N_{cell} ρ , k , ω , NormGradOm2, NormGradk2, Laplac et F1

Charger les vecteurs de dimensions $3 \times N_{cell}$ GradU, GradV et GradW

Charger les scalaires C , ζ_2 , σ_Φ , C_μ , κ et α

Définir le vecteur (initialisés à 0) de dimension N_{cell} : TermQ Définir les scalaires Strain2, Lscale, Lvkscale et Lvktilde

Pour $n = 1 \mapsto N_{cell}$

$$\begin{aligned} \text{Strain2} = & [\text{GradU}[1,n]]^2 + [\text{GradV}[2,n]]^2 + [\text{GradW}[3,n]]^2 \\ & + \frac{1}{2} ([\text{GradU}[2,n] + \text{GradV}[1,n]]^2 \\ & + [\text{GradU}[3,n] + \text{GradW}[1,n]]^2 \\ & + [\text{GradV}[3,n] + \text{GradW}[2,n]]^2) \end{aligned}$$

$$\text{Lscale} = k[n] * 0.5 / (C_\mu * 0.25 * \omega[n])$$

$$\text{Lvkscale} = \kappa * (\text{Strain2} / \text{Laplac}[n]) * 0.5$$

$$\text{Lvktilde} = \min(\text{Lvkscale}, \text{F1}[n] * \text{Lvkscale} + (1 - \text{F1}[n]) * \alpha * \text{Lvkscale})$$

$$\begin{aligned} \text{TermQ}[n] = & \rho[n] * \max[\zeta_2 * \text{Strain2} * (L / \text{Lvktilde})^2 \\ & - C^2 / \sigma_\Phi * (\text{NormGradOm2}[n] / \omega[n]^2; \text{NormGradk2}[n] / k[n]^2)] \end{aligned}$$

N++

Fin Pour

Renvoyer TermQ

Le coût de calcul supplémentaire engendré par la version SAS- α L est infime dans la mesure où la fonction F_1 a déjà été calculée pour les besoins du modèle SST. Ainsi, l'algorithme proposé pour le modèle SAS- α L ne fait que cinq opérations (une addition, une soustraction et 3 multiplications) et une comparaison de plus que celui pour le modèle SAS.

3.2.2.3 Adjunction du terme Q_{SAS}

A présent que le terme Q_{SAS} a été calculé, il demeure à l'ajouter à l'ensemble des termes source de l'équation de transport de ω . Pour cela, il suffit d'effectuer un filtre pour distinguer le cas où l'option SAS est active du cas où elle est inactive. Puis un second filtre est réalisé sur le choix de la version SAS choisie. Dans la pratique, un autre filtre porte sur la version du limiteur aux petites échelles qu'on souhaite activer.

SI SAS_OMENTER_TERM==ACTIVE ALORS

SI SAS_VERSION==CLASSICAL ALORS

SI LIMITER==INACTIVE ALORS

AJOUTER QSASTERM % Menter sans limiteur

SI LIMITER==SMAGO ALORS

AJOUTER QSASTERM % Menter limiteur de Smagorinsky

SI LIMITER==WALES ALORS

AJOUTER QSASTERM % Menter limiteur WALES

SINON

RENVoyer ERREUR

FIN SI

```

SI SAS_VERSION==NEW ALORS
    AJOUTER QSASTERM % version SAS- $\alpha$ L
SINON
    RENVoyer ERREUR
FIN SI
SI SAS_OMENTER_TERM==INACTIVE ALORS
    FAIRE CALCUL SST
FIN SI

```

3.2.3 Validation du programme

On montre aisément que les algorithmes précédents se terminent et renvoient le résultat escompté. Une méthode consiste à exhiber un invariant de boucle et à montrer par récurrence qu'à chaque incrément de boucle, le terme adéquat est ajouté pour permettre d'arriver au résultat final. De plus, les programmes présentés précédemment ont été validés sur une base de non-régression afin de vérifier que les nouveaux programmes implantés dans le code *elsA* n'ont pas affecté l'existant.

3.2.4 Utilisation du modèle

Dans cette section, nous présentons les clefs *elsA* à renseigner pour utiliser la version SST-SAS. A l'heure actuelle, seule la version classique du modèle SAS a été intégrée dans la version officielle (3.4.02) du logiciel *elsA*. Dans cette version, l'emploi du modèle SAS s'effectue de la manière suivante :

```

Mod.set('turbmod', 'komega_menter')
Mod.set('sst_cor', 'active')
Mod.set('sas_omenter_term', '<sas_omenter_term>')
<sas_omenter_term> =
    inactive (default value)
    active
Mod.set('sas_limiter_version', '<sas_limiter_version>')
<sas_limiter_version> =
    nolimiter (default value)
    smago
    wale_les
Mod.set('sas_smago_cst', value) or Mod.set('sas_wales_cst', value)

```

Toutefois, une "version de travail" permettant un emploi robuste du modèle SAS- α L a été développée. Dans cette version, deux nouvelles clefs ont été introduites :

```

Mod.set('sas_LvK_expression', '<sas_LvK_expression>')
    classical (default value) % Menter's version
    new % limited version in the SAS- $\alpha$ L model

```

Quand la version SAS- α L est utilisée, la constante α est choisie par la clef suivante :

```

Mod.set('sas_alpha', alpha)
    alpha : float value (default value: 2.5)

```


OUTILS D'ANALYSE ET DE POST-TRAITEMENT DE DONNÉES ISSUES DE SIMULATIONS INSTATIONNAIRES D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

4

DANS ce chapitre, nous présentons les outils nécessaires à la réalisation du post-traitement des données instationnaires issues de nos simulations. Tout d'abord, un bref rappel portant sur la classification des signaux ainsi que certaines de leurs propriétés est fourni. Puis, nous positionnons dans ce contexte les signaux issus d'écoulements turbulents afin de situer le cadre d'étude des signaux que nous avons traités. Nous présentons ensuite les outils employés pour le post-traitement de ces signaux, en particulier l'estimation de la durée du régime transitoire qui doit être retiré du signal pour permettre un traitement statistique pertinent. Un second point crucial abordé est la définition même de la durée totale de l'échantillon dans la mesure où celle-ci doit être suffisamment longue pour garantir la convergence des moments statistiques. Après avoir présenté les outils permettant d'obtenir un signal propice à une analyse statistique, les méthodes statistiques et probabilistes, employées pour l'extraction de l'information, sont présentées. Enfin, la deuxième partie de ce chapitre est dédiée à la notion (délicate à définir) de structures cohérentes particulièrement importante pour l'étude des écoulements turbulents traités à la partie III. Les principaux critères de visualisation de ces structures sont décrits.

4.1 TRAITEMENT DES SIGNAUX INSTATIONNAIRES ISSUS DE SIMULATIONS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

Cette section porte sur les notions de traitement du signal nécessaires à la mise en place du cadre d'étude des signaux issus des écoulements traités dans la partie III. Cette description très sommaire est basée sur l'ouvrage spécialisé de Bendat et Piersol (2000).

4.1.1 Rappels sur les différentes classes de signaux

4.1.1.1 Distinction entre signal déterministe et aléatoire

Une première classification des signaux porte sur le déterminisme ou le caractère aléatoire de ceux-ci. Une définition rigoureuse des notions de signal déterministe et aléatoire peut être consulté dans tout ouvrage de traitement du signal et en particulier celui mentionné en tête. Toutefois, celle-ci revêt un intérêt pratique très limité et nous retiendrons plutôt le critère pratique proposée par Bendat et Piersol (2000) pour distinguer les mécanismes déterministes et les mécanismes aléatoires :

"Si une expérience qui génère les données à l'étude peut être répétée avec les mêmes résultats (aux erreurs expérimentales près) alors les données peuvent être considérées comme déterministes. Au contraire, si une expérience ne peut reproduire des résultats identiques lorsque celle-ci est répétée, alors les données sont considérées comme aléatoires."

Ce critère pratique est particulièrement pertinent pour l'étude de la turbulence. Les signaux issus de la turbulence présentant un caractère aléatoire, nous concentrerons la suite de notre exposé sur cette classe de signaux.

4.1.1.2 Classification des processus aléatoires

Nous entamons cette classification par quelques définitions utiles pour la suite :

Définition 4.1 Un échantillon désigne l'évolution d'une quantité aléatoire au cours du temps.

Définition 4.2 L'ensemble de tous les échantillons possibles qu'un phénomène aléatoire peut générer est appelé processus aléatoire ou stochastique. Ainsi, un échantillon est une réalisation du processus aléatoire.

La figure 4.1 illustre diverses réalisations x_k d'un processus aléatoire. Un mécanisme physique caractérisé par un processus aléatoire peut être décrit à tout instant (en théorie) en calculant la valeur moyenne obtenue à partir de l'ensemble des échantillons de ce processus. A titre d'exemple, raisonnons sur le processus aléatoire illustré à la figure 4.1. On peut alors définir la moyenne d'ensemble de la grandeur x à l'instant t_1 par :

$$\mu_x(t_1) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k(t_1) \quad (4.1)$$

De même, on peut définir la fonction d'auto-corrélation :

$$R_{xx}(t_1, t_1 + \tau) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k(t_1) x_k(t_1 + \tau) \quad (4.2)$$

Dans le cas général où μ_x et R_{xx} , définies par les relations 4.3 et 4.4, varient avec t_1 alors le processus aléatoire est dit non-stationnaire.

Dans le cas particulier où μ_x et R_{xx} , définies par les relations 4.3 et 4.4, ne varient pas avec t_1 alors le processus aléatoire est dit stationnaire au sens large ou faiblement stationnaire. Dans ce cas, μ_x est constante et R_{xx} n'est fonction que de τ .

On dit qu'un processus aléatoire est stationnaire au sens strict ou fortement stationnaire si tous les moments statistiques et moments joints sont indépendants du temps. Dans la pratique, on admet généralement la stationnarité au sens strict dès lors que la stationnarité au sens large est

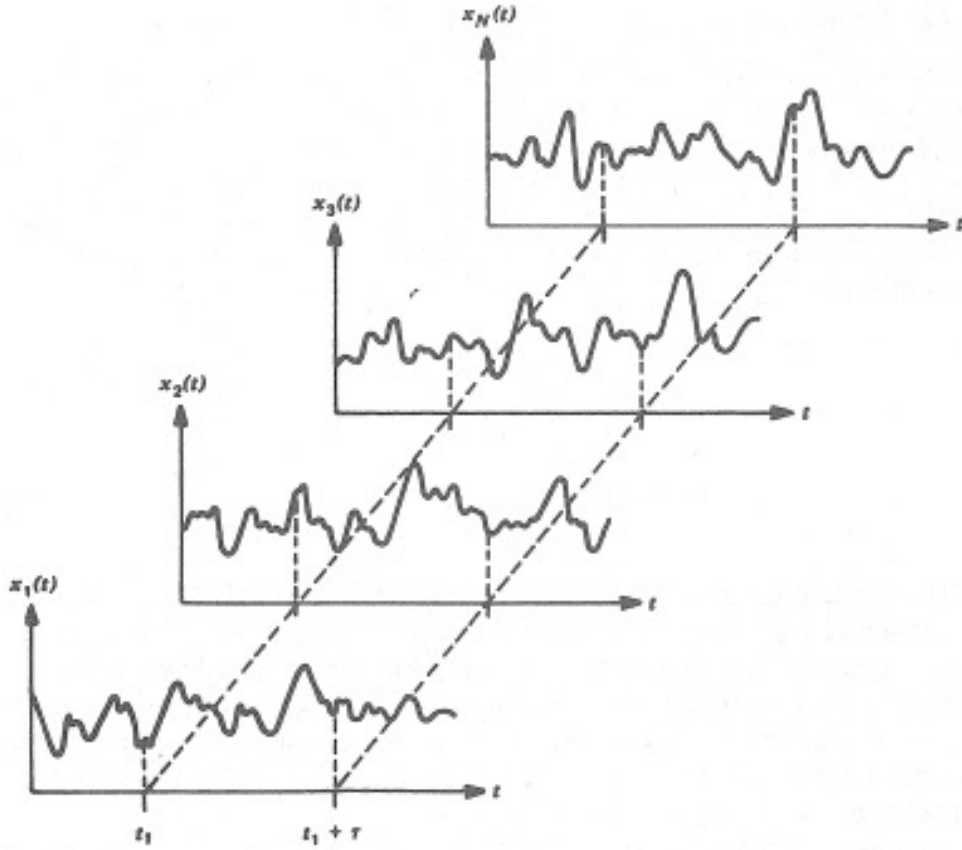


FIGURE 4.1 – Différentes réalisations x_k d'un processus aléatoire $\{x\}$ (Bendat et Piersol 2000)

vérifiée.

Certains processus aléatoires stationnaires, très courants dans la pratique, ont des propriétés qui simplifient leur étude. Commençons par définir la moyenne temporelle et la fonction d'auto-corrélation calculées sur l'échantillon particulier indicé k :

$$\mu_x(k) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_k(t) dt \quad (4.3)$$

$$R_{xx}(\tau, k) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x_k(t) x_k(t + \tau) dt \quad (4.4)$$

Lorsque le processus aléatoire est stationnaire et que la moyenne temporelle et la fonction d'auto-corrélation, définies par les relations 4.3 et 4.4, ne dépendent pas de l'échantillon choisi, le processus aléatoire stationnaire sera dit ergodique.

Pour les processus aléatoires ergodiques, la moyenne temporelle et la fonction d'auto-corrélation (ainsi que toute autre propriété calculée à partir de la moyenne temporelle) sont égales à leur analogue obtenue en utilisant la moyenne d'ensemble.

Les processus aléatoires stationnaires et ergodiques forment une classe importante de processus aléatoires dans la mesure où les propriétés statistiques sont obtenues à partir d'un unique échantillon et en utilisant l'opérateur de moyenne temporelle.

Nous admettons, pour les cas traités dans le cadre de nos travaux de thèse, que la turbulence est un processus aléatoire stationnaire et ergodique. Il suffit alors de mener une étude statistique sur un unique échantillon suffisamment long.

4.1.2 Analyse d'un signal instationnaire

4.1.2.1 Position du problème

Lorsqu'une simulation ou une expérience est initiée, une certaine durée t_t est requise pour que l'écoulement évolue de l'état initial (quelconque) à un état de turbulence pleinement développée. Cette durée t_t correspond au régime transitoire. Elle doit être estimée afin d'être retirée de l'acquisition totale sous peine d'erreurs sur le traitement statistique. Ainsi, après l'acquisition du signal, le premier problème qui se pose, avant même le traitement statistique, est l'estimation du régime transitoire.

L'autre problème qui se pose est la durée d'acquisition elle-même. En effet, pour garantir une moyenne et une fonction d'auto-corrélation stationnaire, il faut que l'échantillon soit suffisamment long. Aussi se pose la question de la détermination de la durée d'un échantillon pour obtenir des statistiques stationnaires.

4.1.2.2 Estimation du régime transitoire avec le logiciel *meancalc*®

La détection du régime transitoire est un problème complexe et peu de travaux traitent de ce thème dans la littérature. En effet, le régime transitoire dépend fortement du cas étudié et la principale approche considérée dans la littérature consiste en une étude intuitive de l'évolution de certaines grandeurs. Cette approche empirique n'est pas très satisfaisante car elle peut s'avérer particulièrement ardue à mettre en oeuvre sur certains signaux au caractère très cahotique. Aussi, nous avons privilégié l'approche nouvelle introduite par Mockett et al. (2010) et implantée dans le logiciel *meancalc*® (Knacke et Mockett 2010). Cette approche repose sur des hypothèses qui ne sont pas toujours satisfaites dans la pratique mais les résultats présentés par Mockett et al. (2010) semblent indiquer que cette méthode est pertinente dans le cadre de nos travaux. Nous présentons brièvement le logiciel *meancalc*® dont l'objectif est double : quantifier l'erreur commise lors de l'estimation des moments statistiques et estimer la durée du régime transitoire.

4.1.2.2.1 Quantification de l'erreur aléatoire commise sur l'estimation des moments statistiques

L'hypothèse considérée ici est que les échantillons étudiés sont issus de processus aléatoires stationnaires ergodiques, en particulier, nous admettons que les signaux issus des études menées au cours de nos travaux satisfont à cette hypothèse. De plus, les signaux sont supposés suffisamment longs pour que le caractère stationnaire soit atteint.

Un tel signal x dépendant de la variable temporelle t est aléatoire donc toute grandeur statistique ϕ telle que la moyenne notée μ_x ou la variance notée σ_x ne peut être calculée de manière exacte que sur un échantillon de durée infinie. Or, dans la pratique, nous ne disposons que d'échantillons de durée finie (durée d'observation, d'acquisition...) et donc les grandeurs statistiques ne peuvent être qu'estimées et on peut quantifier l'erreur commise sur l'estimation par l'erreur aléatoire définie comme suit :

$$\sigma[\hat{\phi}] = \sqrt{E[\hat{\phi}^2] - E^2[\phi]} \quad (4.5)$$

où $E[.]$ désigne la valeur supposée de la grandeur entre crochets et $\hat{\phi}$ l'estimation obtenue sur ϕ . Pour plus de simplicité, il est d'usage de raisonner sur l'erreur aléatoire normalisée :

$$\varepsilon = \frac{\sigma[\hat{\phi}]}{\phi} \quad (4.6)$$

Les formules 4.5 et 4.6 font intervenir ϕ qui n'est pas accessible mais une estimation de cette erreur peut être obtenue en considérant $\hat{\phi}_T$, la meilleure estimation de ϕ accessible c'est-à-dire en calculant les grandeurs statistiques sur l'échantillon total dont la durée est notée T .

Une analyse de l'évolution de l'erreur ε en fonction de la durée du signal considérée peut être

conduite de la manière suivante. Tout d'abord, le signal est subdivisé en fenêtres de durée T_w telle que $T_w \ll T$. On peut alors écrire :

$$\varepsilon(T_w) \approx \frac{\sqrt{\langle (\hat{\phi}_{T_w} - \hat{\phi}_T)^2 \rangle}}{\hat{\phi}_T} \quad (4.7)$$

où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne sur les fenêtres.

Cette approche présente toutefois un intérêt limité à moins de disposer d'échantillons très longs. En revanche, pour des signaux de type bruit blanc gaussien de faible largeur B , Bendat et Piersol (2000) montrent les relations suivantes :

$$\varepsilon[\hat{\mu}_x] \approx \frac{1}{\sqrt{2BT}} \left(\frac{\sigma_x}{\mu_x} \right) \quad (4.8)$$

et

$$\varepsilon[\hat{\sigma}_x] \approx \frac{1}{\sqrt{4BT}} \quad (4.9)$$

Là encore, en approximant μ_x et σ_x par la meilleure estimation disponible $\hat{\mu}_{xT}$ et $\hat{\sigma}_{xT}$, nous pouvons approcher les formules précédentes par :

$$\varepsilon[\hat{\mu}_x] \approx \frac{1}{\sqrt{2BT}} \left(\frac{\hat{\sigma}_{xT}}{\hat{\mu}_{xT}} \right) \quad (4.10)$$

et

$$\varepsilon[\hat{\sigma}_x] \approx \frac{1}{\sqrt{4BT}} \quad (4.11)$$

où B demeure la seule inconnue à déterminer. Mockett et al. (2010) proposent la solution suivante :

- tracer l'allure de ε en fonction de T_w à partir de la relation 4.7.
- tracer l'allure de ε en fonction de T à partir de la relation 4.10 en choisissant, à chaque $T = T_w$, B de manière à évaluer 4.7 et 4.10.
- prendre comme valeur de B la plus faible valeur de B ainsi obtenue et l'appliquer dans les deux relations 4.10 et 4.11.

Remarque 4.1 La méthode présentée ci-dessus souffre du fait que l'hypothèse de bruit blanc gaussien ne soit pas très satisfaisante dans les applications que nous aurons à traiter. En effet, sur la configuration de cylindre, par exemple, une composante quasi-périodique due au lâcher tourbillonnaire est présente dans le signal en plus de l'agitation turbulente et alors l'hypothèse de bruit blanc gaussien est mise en défaut. Toutefois, les résultats obtenus par Mockett et al. (2010) sur une configuration de type NACA0021 à 60 degrés d'incidence semblent conforter que cette méthode demeure valide. Ceux-ci appliquent aussi leur approche à une onde sinusoïdale pure et montrent que l'erreur prévue, sous des hypothèses applicables au bruit blanc gaussien, est surestimée. Ainsi, à défaut d'être applicables de manière générale, les hypothèses retenues par Mockett et al. (2010) conduisent à une surestimation de l'erreur prévue sur les cas où elles ne s'appliquent pas (ce qui est plus sûr). Aussi, nous avons utilisé cette approche dans nos applications tout en étant conscient qu'une amélioration de la méthode serait plus pertinente.

Remarque 4.2 La méthode développée ci-dessus permet des affirmations sur les grandeurs statistiques plus pertinentes puisqu'elle permet d'écrire les intervalles de confiance :

$$\frac{\hat{\phi}}{1 + \varepsilon} \leq \phi \leq \frac{\hat{\phi}}{1 - \varepsilon} \quad \text{avec} \quad 68\% \quad \text{de confiance} \quad (4.12)$$

$$\frac{\hat{\phi}}{1 + 2\varepsilon} \leq \phi \leq \frac{\hat{\phi}}{1 - 2\varepsilon} \quad \text{avec} \quad 95\% \quad \text{de confiance} \quad (4.13)$$

4.1.2.2.2 Estimation de la durée du régime transitoire

L'algorithme utilisé par Mockett et al. (2010) pour estimer la durée du régime transitoire est le suivant. Des durées de signal t_0 de plus en plus longues sont éliminées du signal à partir de l'instant initial. Corrélativement, l'évolution des erreurs $\sigma[\hat{\mu}_x]$ et $\sigma[\hat{\sigma}_x]$ lorsque t_0 varie est étudiée. La présence du régime transitoire (même partielle) augmente l'incertitude sur les variables statistiques et par conséquent la réduction du régime transitoire diminue les erreurs $\sigma[\hat{\mu}_x]$ et $\sigma[\hat{\sigma}_x]$. Puis, l'élimination (partielle) du régime stationnaire augmente l'incertitude sur les grandeurs statistiques et donc le régime transitoire est dépassé lorsque l'augmentation de t_0 augmente les erreurs $\sigma[\hat{\mu}_x]$ et $\sigma[\hat{\sigma}_x]$. Ainsi, Mockett et al. (2010) proposent de chercher le minimum du produit $\sigma[\hat{\mu}_x]\sigma[\hat{\sigma}_x]$.

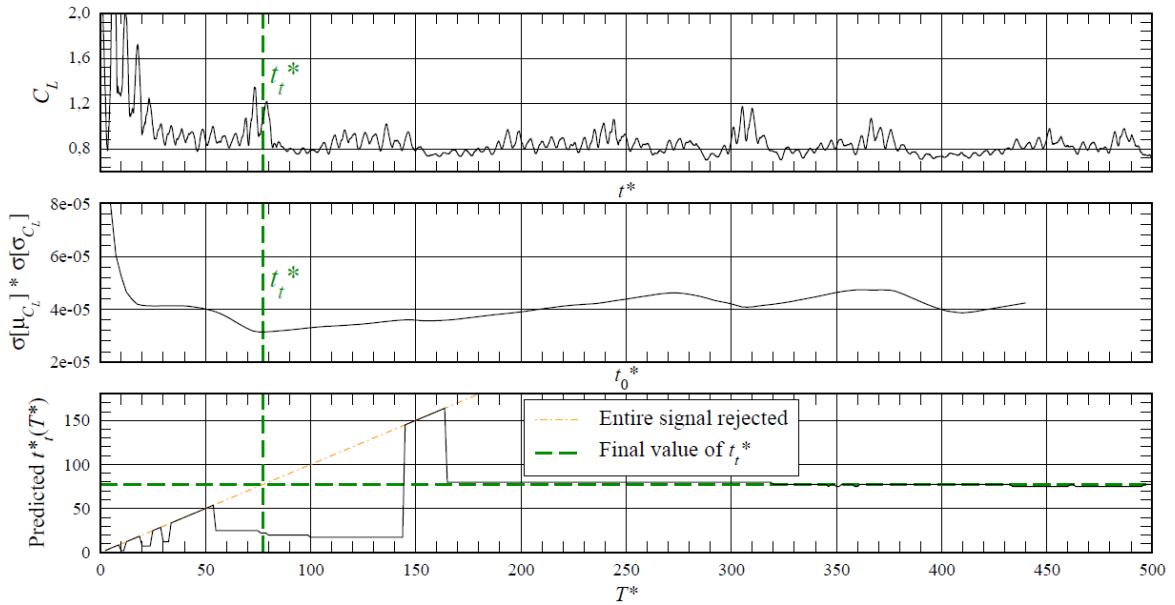


FIGURE 4.2 – Estimation du régime transitoire sur C_L (Mockett et al. 2010) - haut : Signal de portance sur un profil NACA0021 à forte incidence - milieu : évolution du produit $\sigma[\hat{\mu}_x]\sigma[\hat{\sigma}_x]$ - bas : estimation de la durée du régime transitoire

La figure 4.2 illustre l'application de cet algorithme au signal du coefficient de portance obtenu en DES sur un profil NACA0021 à forte incidence. Le graphe du haut présente la trace temporelle du signal de portance, acquise à partir du début de la simulation (régime transitoire inclus). Le graphe du milieu présente l'évolution du produit $\sigma(\hat{\mu}_{C_L})\sigma(\hat{\sigma}_{C_L})$ en fonction de la durée t_0 retirée au signal du coefficient de portance. La durée du régime transitoire t_t^* est estimée comme le minimum global du produit $\sigma(\hat{\mu}_{C_L})\sigma(\hat{\sigma}_{C_L})$. Le graphe du bas montre l'influence de la durée totale du signal de coefficient de portance sur l'estimation de la durée du régime transitoire. Ce graphe montre l'importance de disposer d'un échantillon suffisamment long sous peine de parvenir à deux états : sous-estimation du régime transitoire (très gênante) ou rejet du signal complet (plus pertinent).

4.1.2.3 Choix de la durée d'acquisition

Pour déterminer la durée de l'échantillon, nous estimons grossièrement le régime transitoire que nous retirons de l'échantillon. Puis, nous calculons la moyenne et la variance sur des fenêtres de plus en plus longues. Nous considérons que les statistiques sont convergées quand (au moins) ces deux moments deviennent stationnaires.

4.1.3 Extraction de l'information d'un signal instationnaire

4.1.3.1 Moments statistiques

Les premières grandeurs permettant de déterminer l'information contenue dans un signal sont les moments statistiques.

La valeur moyenne μ_x et la variance σ_x^2 représentent la tendance centrale et la dispersion :

$$\mu_x = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (4.14)$$

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{T} \int_0^T (x(t) - \mu_x)^2 dt \quad (4.15)$$

La RMS (Root Mean Square) est définie comme la racine carrée de la variance suivant la relation :

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (x(t) - \mu_x)^2 dt} \quad (4.16)$$

Le facteur de dissymétrie (skewness) permet de mesurer la distribution des données par rapport à la moyenne :

$$Sk = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T (x(t) - \mu_x)^3 dt}{\sigma_x^3} \quad (4.17)$$

Enfin, le facteur d'aplatissement (flatness) est défini comme suit :

$$Fl = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T (x(t) - \mu_x)^4 dt}{\sigma_x^4} \quad (4.18)$$

4.1.3.2 Fonction Densité De Probabilité (DDP)

La fonction densité de probabilité *DDP* pour un processus aléatoire stationnaire représente le taux de variation de la probabilité avec les données. Ainsi, l'aire sous la courbe comprise entre les deux abscisses x_1 et x_2 mesure la probabilité qu'une donnée soit dans l'intervalle $[x_1; x_2]$. L'allure de la fonction densité de probabilité renseigne sur la nature de l'échantillon. La figure 4.3 présente quelques densités de probabilité couramment observées avec les échantillons desquels ils sont issus.

4.1.3.3 Densité Spectrale de Puissance (DSP)

Dans ce paragraphe, on considère un processus aléatoire discret ergodique de moyenne nulle $x(n)$ avec $n \in [-N; N]$. Sa fonction d'autocorrélation s'écrit alors :

$$R_{xx}(k) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N x(n+k)x^*(n) \quad (4.19)$$

La transformée de Fourier de R_{xx} notée S_x est la densité spectrale de puissance (ou spectre) de x :

$$S_x(f) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \sum_{k=-N}^N R_{xx}(k) \exp(-j2\pi kf) \quad (4.20)$$

où f est la fréquence spatiale si k est une distance, temporelle si k est un temps. Ainsi, la DSP représente la répartition de la puissance du signal x suivant les fréquences.

Ainsi, si x est connu pour tout n (infinité de valeurs), estimer le spectre est une tâche simple

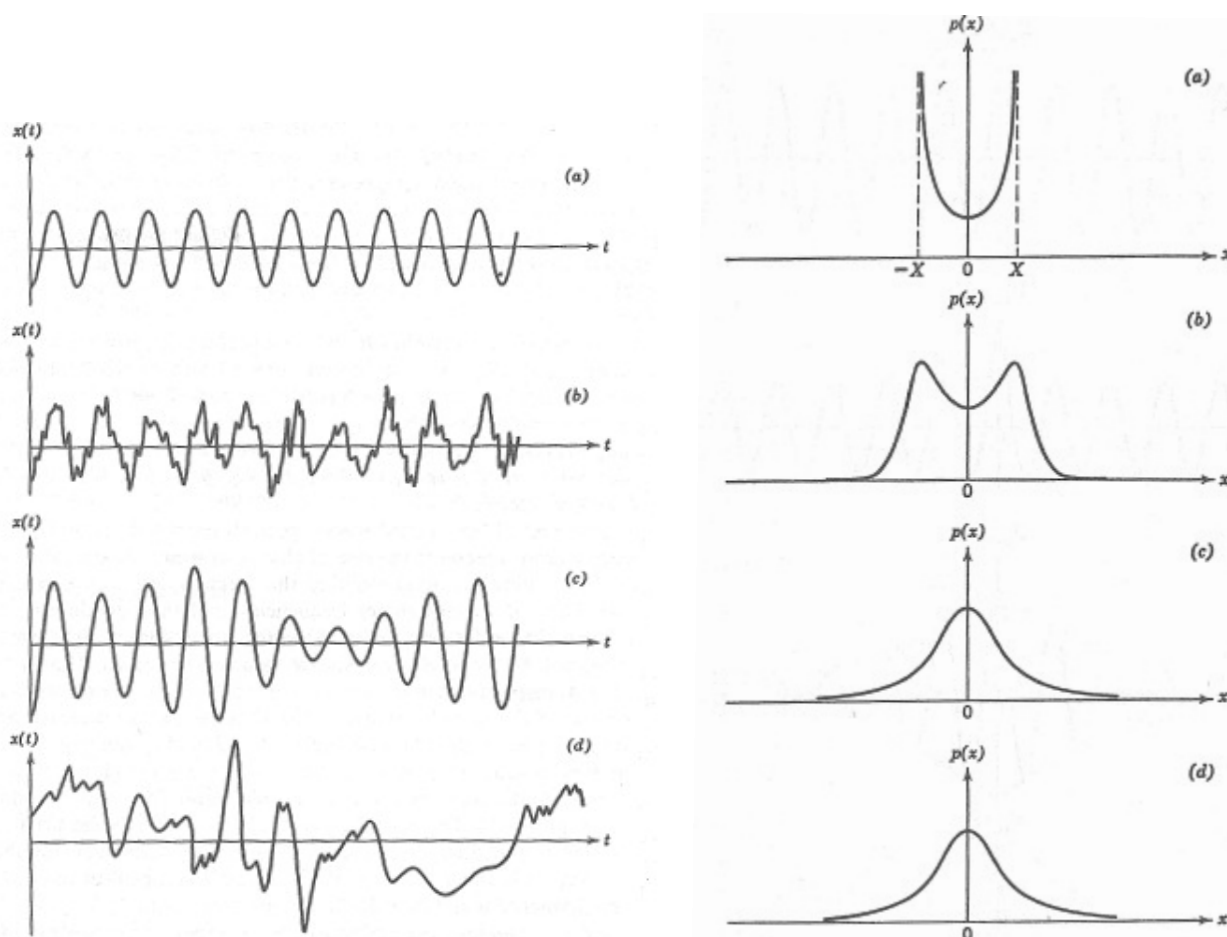


FIGURE 4.3 – Allure classique d'échantillons issus de processus aléatoires et fonction Densité de Probabilité associée : (a) onde sinusoïdale, (b) onde sinusoïdale et bruit aléatoire, (c) bruit aléatoire à bande étroite, (d) bruit aléatoire à bande large (Bendat et Piersol 2000).

en théorie. En effet, il suffit de calculer la fonction d'autocorrélation par la formule précédente puis effectuer sa transformée de Fourier. Cependant, dans la pratique, cette approche n'est pas applicable dans la mesure où deux écueils se présentent :

- le nombre de données est toujours limité.
- le signal est bruité.

Le problème est donc d'estimer le spectre d'un signal x à partir d'un nombre fini de données bruitées. Il existe deux approches pour répondre à ce problème. La première est composée des méthodes dites classiques ou non-paramétriques qui sont basées sur le périodogramme. La seconde est formée des méthodes dites non-classiques ou paramétriques qui sont basées sur une modélisation du processus. L'objectif poursuivi n'est pas de présenter ici l'ensemble de ces approches mais simplement de présenter la méthode (non-paramétrique) de Welch (1967) que nous avons utilisée dans le cadre de nos travaux. On notera cependant qu'une description approfondie des approches paramétriques et non-paramétriques est fournie par Stoica et Moses (1997).

4.1.3.3.1 Le périodogramme

La méthode du périodogramme a été introduite par Schuster (1898). Dans cette approche, le calcul de la fonction d'autocorrélation théorique (équation 4.19) est estimée par une somme finie

dans le cas où le signal x est mesuré sur un intervalle fini $[0; N - 1]$:

$$\hat{R}_{xx}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n+k)x^*(n) \quad (4.21)$$

Pour spécifier que les valeurs de x qui ne sont pas dans l'intervalle de mesure sont exclues, cette somme sera réécrite :

$$\hat{R}_{xx}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1-k} x(n+k)x^*(n) \quad \text{avec } k \in [0; N - 1] \quad (4.22)$$

pour $k < 0$, on utilise la propriété $\hat{R}_{xx}(-k) = \hat{R}_{xx}^*(k)$ et \hat{R}_{xx} sera nulle pour $|k| \geq N$.

La transformée de Fourier de \hat{R}_{xx} est une estimation du spectre dit périodogramme :

$$\hat{S}_{\text{per}}(f) = \sum_{k=-N+1}^{N-1} \hat{R}_{xx}(k) \exp(-j2\pi kf) \quad (4.23)$$

On peut alors visualiser le périodogramme comme le spectre du processus :

$$x_N(n) = \begin{cases} x(n), & 0 \leq n \leq N-1 \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.24)$$

c'est-à-dire que x_N est le produit de x avec une fenêtre rectangulaire w_R :

$$x_N(n) = w_R(n)x(n) \quad (4.25)$$

Ainsi :

$$\hat{R}_{xx}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_N(n+k)x_N^*(n) = \frac{1}{N} x_N * x_N^*(-k) \quad (4.26)$$

Le périodogramme devient alors :

$$\hat{S}_{\text{per}}(f) = \frac{1}{N} X_N(f)X_N^*(f) = \frac{1}{N} |X_N(f)|^2 \quad (4.27)$$

$$\text{où } X_N(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n)w_R(n) \exp(-j2\pi nf)$$

Cette observation a des conséquences importantes, dans la mesure où la transformée de Fourier d'un produit de deux fonctions est le produit de convolution des transformées de Fourier des deux signaux. Or, la transformée de Fourier de la fenêtre rectangulaire est la fonction sinus cardinal. Dans la pratique, le spectre obtenu sera alors le produit de convolution du spectre théorique (exact) et de la fonction sinus cardinal. Ceci a pour effet d'induire un élargissement du lobe principal qui pénalise l'identification de fréquences proches l'une de l'autre et aussi des lobes secondaires responsables d'une fuite (de puissance) de spectre.

Une autre question importante porte sur les performances du périodogramme comme estimateur de la densité spectrale de puissance. L'étude des performances d'un estimateur est usuellement abordée par l'analyse de l'erreur en moyenne quadratique (MSE pour Mean Squared Error) définie comme suit :

Définition 4.3 Soit a une quantité quelconque estimée par \hat{a} alors la MSE est définie par :

$$MSE = E[(a - \hat{a})^2] = \underbrace{E[|a - \hat{a}|^2]}_{\text{var}(\hat{a})} + \underbrace{|E[\hat{a}] - a|^2}_{\text{biais}(\hat{a})}$$

où $E[.]$ est l'espérance mathématique, $\text{var}(\hat{a})$ est la variance de l'estimateur et $\text{biais}(\hat{a})$ est le biais de l'estimateur.

En employant la définition 4.3 pour l'étude de la convergence en moyenne quadratique du périodogramme vers la densité spectrale de puissance, nous nous intéressons à limite de $E[(\hat{S}_{\text{per}} - S_x)^2]$ quand n tend vers l'infini. Comme il est l'usage, cette problématique est envisagée en étudiant séparément le comportement de la variance et du biais. On peut montrer (Stoica et Moses 1997) que, le périodogramme est un estimateur non biaisé de la densité spectrale de puissance, mais la variance n'est pas nulle. Ainsi, le périodogramme n'est pas un estimateur consistant de la densité spectrale de puissance. Quand n croît ($n \gg 1$), les valeurs du périodogramme ont un comportement erratique. Néanmoins, on montre que la valeur moyenne calculée (à partir des divers périodogrammes), en tout point du périodogramme, est égale à la valeur correspondante de la DSP (exacte). Cette propriété est avantageusement utilisée par des méthodes classiques plus sophistiquées telle que la méthode de Welch (1967)

4.1.3.3.2 La méthode de Welch

Welch (1967) subdivise l'échantillon total de longueur N en K séquences de L échantillons ($L \leq N$) décalées de D ($D \leq L$) échantillons. Ainsi, la $i^{\text{ème}}$ séquence est donnée par :

$$x_i(n) = x(n + iD) \quad \text{avec} \quad n \in [0; L - 1] \quad (4.28)$$

Ainsi, la quantité de recouvrement entre x_i et x_{i+1} est $L - D$ points et alors $N = L + D(K - 1)$. Welch (1967) applique alors une fenêtre sur chacune de ces séquences puis calcule le périodogramme ainsi modifié sur chaque séquence avant de moyenniser les périodogrammes ainsi obtenus. Dans ces conditions, la méthode de Welch peut s'écrire directement :

$$\hat{S}_W(f) = \frac{1}{KLU} \sum_{i=0}^{K-1} \left| \sum_{n=0}^{L-1} w(n)x(n + iD) \exp(-jn2\pi f) \right|^2 \quad (4.29)$$

où w est une fenêtre générale et $U = \frac{1}{L} \sum_{n=0}^{L-1} |w(n)|^2$.

Remarque 4.3

• La fenêtre appliquée a pour but de réduire les effets d'élargissement de spectre et ou de fuite de spectre. Diverses fenêtres sont couramment utilisées. Les travaux de Guénot (2004), menés sur des signaux issus de simulations DES, montrent une faible influence du type de fenêtre pourvu qu'elle soit différente de la fenêtre porte. Dans nos travaux, nous avons utilisé la fenêtre par défaut du logiciel MATLAB[®] à savoir la fenêtre de Hamming définie par :

$$w_H(n) = 0,54 - 0,46 \cos\left(2\pi \frac{n}{L}\right)$$

- L'utilisation de périodogrammes moyennés permet de diminuer la variance et ainsi de calculer une estimation de la DSP plus pertinente.
- Le recouvrement des séquences permet des séquences qui contiennent plus de données, pour un même nombre de séquences.
- Empiriquement, la méthode de Welch fournit de bons résultats sans nécessité des connaissances approfondies sur le signal contrairement aux estimations paramétriques telle que la méthode de Burg.

4.2 DÉFINITION ET VISUALISATION DES STRUCTURES COHÉRENTES

4.2.1 Notion de structure cohérente

La notion de structure cohérente est apparue dans les années 70 grâce à des observations expérimentales telle que la visualisation d'une couche de mélange par Brown et Roshko (1974)

(figure 1.7). Cette découverte revêt une importance capitale dans la mesure où elle introduisait une forme d'organisation dans le chaos structurel de la turbulence. Toutefois, malgré quatre décennies d'intenses recherches, il n'existe, à l'heure actuelle, aucun consensus sur la définition d'une structure cohérente comme en témoigne la diversité des définitions sélectionnées par Lumley (1990) et synthétisées ici :

- Hussain : "Une structure cohérente est un domaine où le rotationnel instantané présente un fort niveau de corrélation spatiale."
- Perry : "Une structure cohérente est un motif récurrent de l'écoulement. Cela n'implique pas la notion d'ordre, les échelles de vitesse, de longueur peuvent être aléatoires, mais le motif doit avoir des caractéristiques d'orientation fixes grâce auxquelles il devient identifiable."
- Kline : "Les structures cohérentes sont des événements récurrents qui sont essentiels à la dynamique (production des tensions de Reynolds, dissipation d'énergie cinétique de turbulence...)"
- Stull : "Les structures cohérentes sont des entités qui assurent un transport (de quantité de mouvement, de scalaire...) de type non diffusif sur des distances finies."
- Wygnanski : "Les structures cohérentes sont les modes prédominants d'instabilité."

Ainsi, comme le concept de turbulence lui-même, la notion de structure cohérente est définie par un ensemble de propriétés. Nous avons choisi de retenir les propriétés énoncées par Chassaing (2000) issues des travaux de Hussain (1983) et Lesieur (1997) :

- *une masse de fluide affectée à un domaine particulier \mathcal{D}_0 du champ de l'écoulement à un instant t_0 donné. C'est la notion de structure selon l'acceptation physique du terme ;*
- *une intensité tourbillonnaire qui se distingue pour la masse fluide en question de celle du milieu environnant. C'est la notion de structure tourbillonnaire traduisant une "concentration" ou "intensification" (relative) de rotationnel dans le volume afférent à la structure par suite d'une forte corrélation en phase du rotationnel instantané. Cette concentration peut être caractérisée par une échelle de vorticité ou module d'un vecteur rotationnel représentatif d'une moyenne de cette grandeur sur le domaine. On la note $\underline{\Omega}_0$;*
- *une persistance des caractéristiques précédentes sur des durées longues devant l'échelle de temps propre de la structure, estimée par exemple par son temps de retournement. C'est la notion de cohérence physique, qui signifie en particulier que le domaine \mathcal{D} de la structure à un instant ultérieur garde une forme "reconnaissable" dans un suivi lagrangien de la masse de fluide constituant \mathcal{D}_0 .*

4.2.2 Identification des structures cohérentes

La diversité des propriétés caractéristiques d'une structure cohérente a conduit à la proposition de divers critères de visualisation. L'objet de ce paragraphe est de présenter les principaux critères proposés afin d'orienter notre choix.

4.2.2.1 Méthodes basées sur le champ de vorticité et la pression

• Norme de la vorticité :

Etant donné l'importance que revêt l'intensité tourbillonnaire dans la notion de structure cohérente, il paraît naturel d'utiliser la norme de la vorticité $\|\underline{\Omega}\|$ pour les visualiser. Il apparaît que ce critère est bien adapté à l'identification des structures cohérentes dans les écoulements cisailés libres. Cependant, ce critère est mis en défaut dans les écoulements cisailés pariétaux où la vorticité du tourbillon est du même ordre de grandeur que le cisaillement moyen. Lamballais (1996) montre les limites de ce critère lors de l'étude du canal plan.

• Minima de pression :

Les limites du critère précédent ont inspiré un critère basé sur la pression. On peut montrer en menant une étude locale dans un repère se déplaçant à la vitesse d'advection du tourbillon qu'il y a équilibre entre les forces centrifuges (forces de Coriolis) et les forces de pression, usuellement qualifié d'équilibre cyclostrophique :

$$\underline{\Omega} \wedge \underline{u} = -\frac{1}{\rho} \underline{\text{grad}} P \quad (4.30)$$

De cette équation découle que le centre du tourbillon constitue un minimum local de pression. Les zones de basse pression vont ainsi constituer un bon moyen d'identifier les structures cohérentes. Ce critère est recommandé par Robinson (1991b) pour l'identification des structures cohérentes pariétales mais Jeong et Hussain (1995) montrent que ce critère n'est pas aussi bien adapté que la vorticité pour l'étude des couches de mélange.

4.2.2.2 Méthodes basées sur le tenseur gradient du vecteur vitesse

Les critères présentés précédemment posent une difficulté majeure pour l'étude de configuration présentant des situations d'écoulements libres et pariétaux telles que la cavité M219 ou encore la marche descendante étudiées par la suite. Nous présentons dans la suite de ce paragraphe des critères basés sur le tenseur gradient de vitesse de composantes $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$.

• Critère Q :

La définition d'un tourbillon donnée par Hunt et al. (1988) fait appel au second invariant Q de $\text{grad}u$. Q est alors défini :

$$Q = \frac{1}{2} (S_{ij}S_{ij} - \Omega_{ij}\Omega_{ij}) \quad (4.31)$$

où S_{ij} et Ω_{ij} représentent les parties symétrique et antisymétrique du tenseur gradient de vitesse. Ainsi :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.32)$$

Ainsi, physiquement, les régions où Q est négatif représentent les régions où la vorticité est supérieure à la déformation. Ce critère sera donc plus performant que la norme de la vorticité seule dans les zones de proche paroi.

• Critère λ_2 :

Jeong et Hussain (1995) montrent que les minima de pression ne suffisent pas à caractériser les tourbillons et qu'il est plus pertinent de s'intéresser au signe des valeurs propres de la matrice $\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$ qui satisfait à l'équation suivante¹ :

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} - \nu S_{ij,kk} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = \frac{\partial p}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4.33)$$

En négligeant les minima de pression dus au cisaillement instationnaire et aux effets visqueux (premier et second terme de l'équation ci-dessus), Jeong et Hussain (1995) constatent que ce sont les termes $\Omega_{ik}\Omega_{kj}$ et $S_{ik}S_{kj}$ qui contribuent aux minima de pressions. La matrice $\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$ est symétrique donc elle est diagonalisable à valeurs propres réelles. Les auteurs classent les valeurs propres par ordre croissant ($\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$) et définissent le critère $\lambda_2 < 0$ pour caractériser une structure. Plus précisément, Jeong et Hussain (1995) définissent une structure cohérente comme une zone de fluide dans laquelle le tenseur $\Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj}$ possède une deuxième valeur propre λ_2 négative.

4.2.2.3 Choix du critère Q

Delcayre (1999) a analysé le comportement des divers critères sur une configuration de marche descendante. Ses travaux montrent sur le cas de la marche que le critère Q est le mieux adapté. En effet, celui-ci observe les mêmes tendances que nous avons synthétisées plus haut. Le critère basé sur la pression ne permet pas de représenter la richesse (en structures cohérentes) de ce type d'écoulement (4.4 (a)). Le critère basé sur la norme de la vorticité offre des visualisations

1. Sans entrer dans le détail de la démonstration (qui ne revêt aucun intérêt pour la suite), cette équation est obtenue par les étapes suivantes :

- application de l'opérateur gradient aux équations de transport de la quantité de mouvement.
- utilisation de la relation $\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij} + \Omega_{ij}$
-   limination de l'équation de transport de la vorticité

très parasitées par les régions de fort cisaillement (4.4 (b)). Enfin, les visualisations impliquant les critères λ_2 et Q sont de qualité comparable à ceci près que la visualisation basée sur le critère λ_2 est plus bruitée (4.4 (c)-(d)). Suite à cette observation, nous avons privilégié l'emploi du critère Q pour la visualisation des structures cohérentes dans nos simulations.

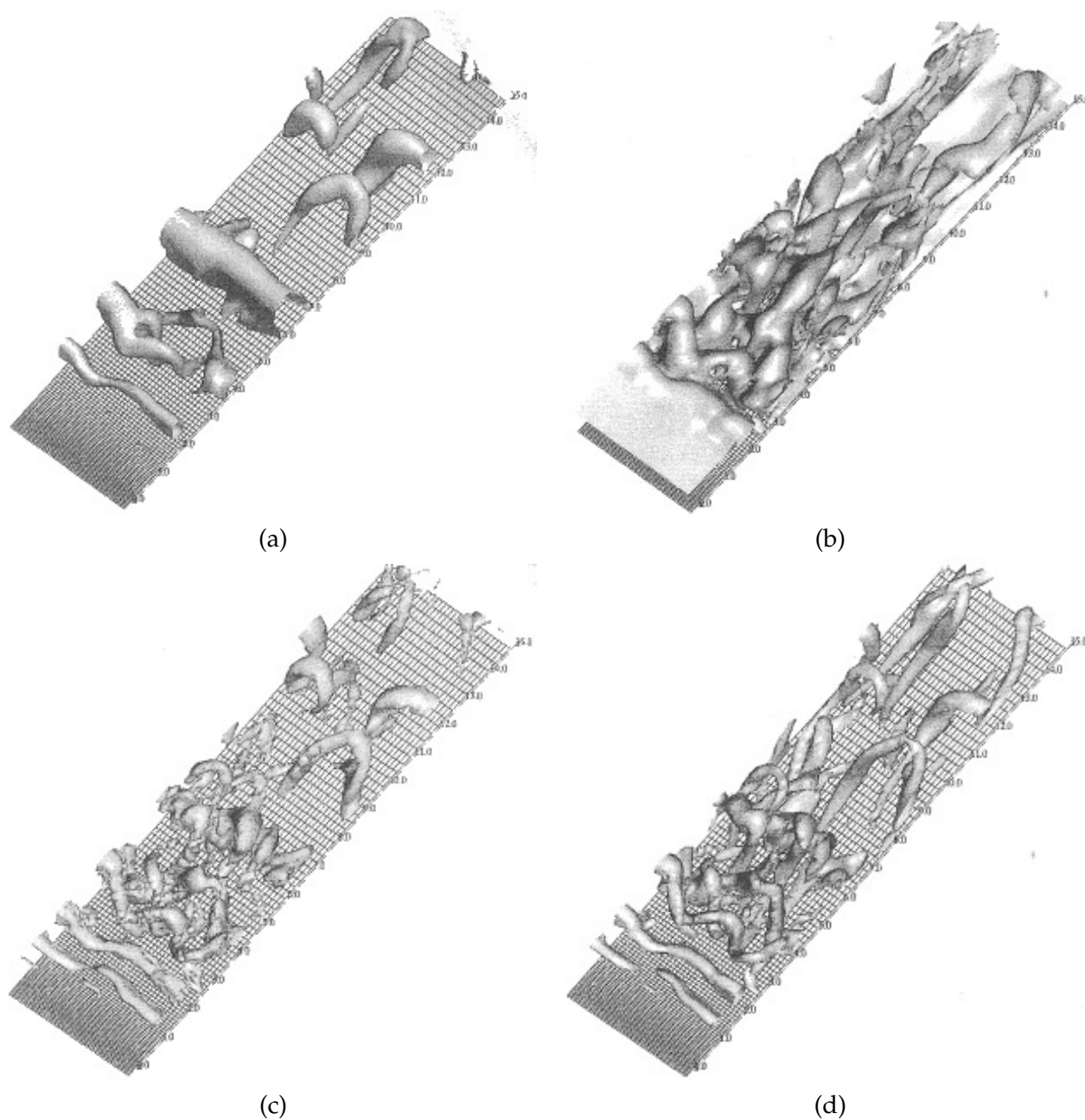


FIGURE 4.4 – Visualisation des structures cohérentes sur l'écoulement sur une configuration de marche descendante : (a) Isosurfaces de pression - (b) Isosurfaces de la norme de vortacité - (c) Isosurfaces de λ_2 - (d) Isosurfaces de Q (Delcayre 1999)

Troisième partie

QUALIFICATION PRATIQUE DU MODÈLE SAS

CAS TEST N°1 : ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE À FORT NOMBRE DE REYNOLDS ($Re_D = 3,6 \times 10^6$)

5

Ce chapitre présente les résultats du premier cas test étudié : l'écoulement autour d'un cylindre à fort nombre de Reynolds ($Re_D = 3,6 \times 10^6$). Après avoir justifié le choix de cette configuration, nous décrivons la physique des écoulements autour de cylindres aux nombres de Reynolds voisins de celui retenu pour l'étude. Ensuite, les résultats de nos simulations sont exposés et discutés. En particulier, les différences de comportement entre les modèles SST, SAS et SAS- α L sont analysées et l'influence de certains paramètres numériques tels que le raffinement du maillage et le schéma de discrétisation spatiale est quantifiée. De plus, des comparaisons aux bases de données numériques et expérimentales disponibles à cette gamme de nombres Reynolds sont réalisées.

5.1 CHOIX DU CAS DE L'ÉCOULEMENT À FORT NOMBRE DE REYNOLDS AUTOUR D'UN CYLINDRE ET MÉCANISMES PHYSIQUES EN PRÉSENCE

5.1.1 Choix du de l'écoulement à fort nombre de Reynolds autour d'un cylindre

La première étape pour la validation de modèles physiques (modèle de turbulence, modèle de sous-maille) et de méthodes numériques, consiste à comparer le résultat des simulations de configurations bien documentées du point de vue expérimental aux bases de données disponibles. Le besoin de disposer de tels cas a été souligné par des chercheurs dans le domaine de la LES (Rodi et al. 1997, Voke 1997). Aussi, les membres du groupe AGARD (Advisory Group for Aerospace Research and Development) publièrent un ensemble de cas test dédiés spécifiquement à la validation des codes LES (AGARD-AR-345 1998). Des écoulements de complexité diverse sont présents et parmi eux se trouve le cas du cylindre et en particulier l'écoulement du cylindre à très haut nombre de Reynolds. L'écoulement autour d'un cylindre est le siège de mécanismes physiques complexes : couches cisailées, transition et lâcher tourbillonnaire qui en font un cas canonique pour la validation de nouvelles approches dédiées à la simulation d'écoulement (Catalano et al. 2003). En particulier, Breuer (2000) souligne que l'emploi de la LES pour les applications pratiques passe par sa capacité à reproduire l'écoulement autour d'un cylindre (à fort nombre de Reynolds). De plus, la présence d'un décollement massif sur cette configuration en fait un cas test bien adapté aux approches telles que la DES et la SAS. Enfin, mentionnons que la simplicité de sa géométrie permet de s'affranchir d'une étape de maillage complexe qui n'est pas la priorité de cette thèse.

Le choix du nombre de Reynolds est motivé par trois raisons :

- l'emploi du modèle SAS est orienté, dans le cadre de nos travaux de thèse, vers des applications pratiques issues du domaine de l'aéronautique donc à très fort nombre de Reynolds ;
- les couches limites en amont du point de décollement ne deviennent pleinement turbulentes que pour des nombres de Reynolds supérieurs à $3,5 \times 10^6$ (cf paragraphe 5.1.3) ;
- l'écoulement autour du cylindre étant le premier cas test étudié, il est préférable de reproduire un écoulement déjà calculé (Menter et Egorov (2005d), Egorov et Menter (2008)) avec le modèle SAS afin de valider l'étape de codage.

En conséquence, le nombre de Reynolds Re_D a été choisi égal à $3,6 \times 10^6$.

5.1.2 Considérations générales sur la structure des écoulements autour de cylindre

Lorsqu'un fluide s'écoule autour d'un corps fixe ou qu'un corps est en mouvement dans un fluide au repos, une zone d'écoulement perturbé se crée autour de ce corps. L'étendue de cette zone dépend fortement de divers paramètres dont la forme du corps, sa taille, sa vitesse, la viscosité du fluide... En revanche, les zones perturbées de l'écoulement sont caractérisées par les variations du vecteur vitesse. Zdravkovich (1997) décompose l'écoulement perturbé autour du cylindre en quatre zones :

- une zone située en amont du cylindre où l'écoulement est décéléré.
- deux couches limites qui se développent à la surface du cylindre.
- deux zones de part et d'autre du cylindre où l'écoulement est accéléré.
- une zone d'étendue importante, située en aval du cylindre, qualifiée de sillage.

Chacune de ces zones fait l'objet de recherches mais à des degrés d'approfondissement divers. Dans le cadre de nos travaux, seules les couches limites et le sillage présentent un intérêt et sont présentées. Une revue plus exhaustive de la physique de l'écoulement autour du cylindre est disponible dans l'ouvrage de Zdravkovich (1997).

Les couches limites autour du cylindre sont soumises à un gradient de pression favorable puis défavorable sur une courte région à la fin de laquelle survient le décollement. L'écoulement issu des couches limites donne lieu à des couches cisailées libres qui bordent, au moins au début, le sillage proche.

La plupart des recherches se sont focalisées sur la région de sillage. L'instabilité résultant du décollement crée de grosses structures dans le sillage du cylindre. Celles-ci sont convectées vers

l'aval, déformées et donnent lieu à des structures de taille plus diverse. Le processus de formation et d'évolution des structures dans le sillage dépend du régime de l'écoulement (laminaire, en phase de transition ou turbulent).

5.1.3 Diverses phases de transition au sein des couches limites et du sillage dans le cas idéal

En supposant que l'écoulement autour d'un cylindre satisfait à des conditions idéales : cylindre parfaitement lisse, écoulement amont non turbulent, domaine infini..., il dépend uniquement du nombre de Reynolds Re_D défini par la relation :

$$Re_D = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (5.1)$$

où U_0 est la vitesse de l'écoulement amont, D le diamètre du cylindre et ν la viscosité cinématique du fluide.

Les diverses études expérimentales, dont une synthèse très complète est disponible dans l'ouvrage de Zdravkovich (1997), ont montré que l'augmentation du nombre de Reynolds a pour effet de modifier graduellement le régime d'écoulement dans les diverses zones de l'écoulement.

Pour un nombre de Reynolds inférieur à 200, l'écoulement est laminaire partout.

Pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 200, la transition vers la turbulence est initiée dans le sillage du cylindre alors que le reste de l'écoulement demeure laminaire (figure 5.1 (a)).

Lorsque le nombre de Reynolds atteint une valeur de l'ordre de 300, le sillage est complètement turbulent, la transition s'amorce dans les couches cisailées issues des couches limites qui elles, demeurent laminaires. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, la transition des couches cisailées se rapproche du point de décollement (figure 5.1 (b)).

Lorsque le nombre de Reynolds atteint une valeur de l'ordre de 3×10^5 , le point de décollement est turbulent comme les couches cisailées et le sillage alors que les couches limites sont en régime de transition (figure 5.1 (c)).

Enfin, pour un nombre de Reynolds de l'ordre de $3,5 \times 10^6$, les couches limites sont pleinement turbulentes en amont du point de décollement (figure 5.1 (d)).

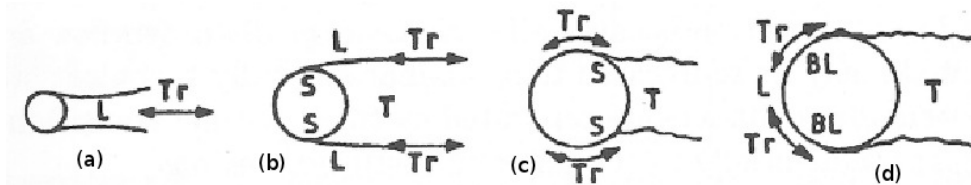


FIGURE 5.1 – Transitions au sein d'un écoulement autour du cylindre Zdravkovich (1997) : (L) : Laminaire, (S) : Décollement, (Tr) : Transition, (T) : Turbulent, (BL) : Couche limite turbulente

5.1.4 Régimes d'écoulement autour d'un cylindre rencontrés à $Re_D > 3,5 \times 10^6$

5.1.4.1 Introduction

La structure de l'écoulement autour d'un cylindre varie avec le nombre de Reynolds. Toutefois, certaines caractéristiques demeurent identiques sur une gamme de nombres de Reynolds et cette plage de nombre de Reynolds, où l'écoulement conserve quasiment les mêmes propriétés, définit un régime tel que considéré par Zdravkovich (1997).

Les nombres de Reynolds qui définissent les limites d'un régime varient suivant les conditions expérimentales. Aussi, ces limites ne sont connues qu'avec un certain degré de certitude si bien que le début et la fin d'un régime sont identifiés par un intervalle de nombres de Reynolds. Une classification des divers régimes d'écoulements et la description de leurs caractéristiques propres sont proposées par Morkovin (1964).

Comme nos travaux se situent à un nombre de Reynolds égal à $3,6 \times 10^6$, nous ne présentons que les régimes supercritique et postcritique rencontrés dans cette gamme de nombre de Reynolds.

5.1.4.2 Régime supercritique

Ce régime est rencontré à des nombres de Reynolds Re_D compris entre $0,5 \times 10^6 - 10^6 < Re_D < 3,4 \times 10^6 - 6 \times 10^6$. Bien que la couche limite en amont du décollement est turbulente, diverses configurations se présentent. Pour les nombres de Reynolds légèrement supérieurs à celui où apparaît une couche limite turbulente en amont du point de décollement, un phénomène complexe, hérité des régimes précédents, est présent. Aux nombres de Reynolds antérieurs, la couche limite décolle avant de recoller en amont du point de décollement final formant ainsi une zone de faible étendue qualifiée de bulle. Puis, lorsque le nombre de Reynolds augmente, atteignant la gamme de nombre de Reynolds considérés ici, la couche limite prend des états différents tout au long de l'envergure ce qui a pour effet de fractionner la bulle formée. Le fractionnement de la bulle conduit à des variations, tout au long de l'envergure, des caractéristiques de la couche limite qui décolle et c'est cette irrégularité du décollement qui empêche un lâcher tourbillonnaire marqué. Le régime supercritique est ainsi caractérisé par un sillage très désorganisé et une périodicité moins marquée qu'en régime postcritique. En particulier, les pics obtenus lors des études spectrales sont plus larges (figure 5.2).

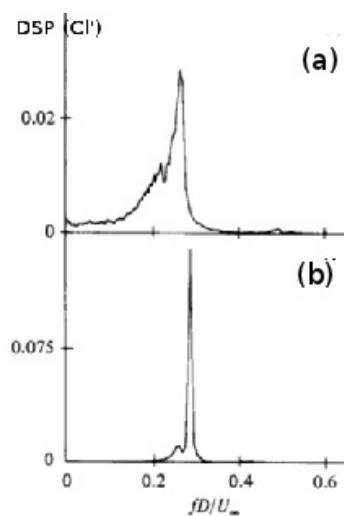


FIGURE 5.2 – Densité spectrale de puissance du coefficient de portance : (a) : $Re = 3,7 \times 10^6$, (b) : $Re = 5,1 \times 10^6$ (Schewe 1983)

5.1.4.3 Régime postcritique

Ce régime est rencontré à des nombres de Reynolds Re_D supérieurs à des valeurs comprises dans l'intervalle $[3,5 \times 10^6; 6 \times 10^6]$. Pendant des années, le régime supercritique était considéré comme le régime ultime. Roshko (1961) découvrit qu'un lâcher tourbillonnaire régulier réapparaît à des nombres de Reynolds plus élevés lorsque les couches limites sont turbulentes avant le décollement et ce tout au long de l'envergure. Ce régime fut qualifié par Roshko (1961) de régime transcritique bien que la littérature n'ait pas retenu ce terme. Dans ce manuscrit, nous retiendrons l'appellation régime postcritique due à Pearcey et retenue dans l'ouvrage de Zdravkovich (1997). Ce régime est caractérisé par la transition des couches limites quelque part entre le point d'arrêt et la ligne de décollement. La zone de transition se rapproche du point d'arrêt à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

5.1.5 Paramètres influençant les phases de transition et les régimes d'écoulement autour d'un cylindre

Les trois paragraphes précédents montrent qu'il existe une incertitude sur les nombres de Reynolds caractéristiques des mécanismes observés dans l'écoulement autour d'un cylindre (transition, régime d'écoulement). Cette incertitude traduit la sensibilité de cet écoulement aux

conditions expérimentales qui peuvent retarder, avancer voire même empêcher l'apparition d'un régime.

La figure 5.3 recense quelques paramètres d'influence de l'écoulement autour d'un cylindre.

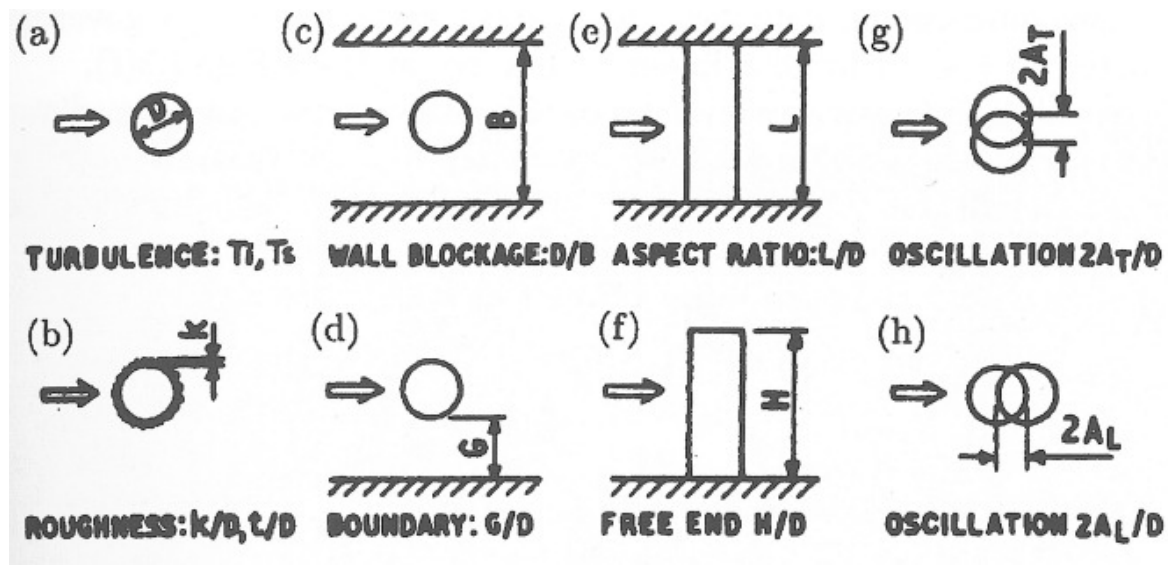


FIGURE 5.3 – Paramètres expérimentaux influençant la transition Zdravkovich (1997)

- La turbulence de l'écoulement amont (figure 5.3 (a)) caractérisée par l'intensité T_i influe fortement sur les transitions décrites à la section 5.1.3. Mentionnons que ce paramètre expérimental a été insuffisamment contrôlé jusqu'aux années 80. En effet, jusqu'aux années 30, il n'était pas mesuré puis jusqu'aux années 60-70, il était pris nul.
- La rugosité du cylindre (figure 5.3 (b)) influe directement sur l'état des couches limites. Un cylindre rugueux initie la transition des couches limites vers la turbulence plus tôt qu'un cylindre lisse. La plupart des études expérimentales portent sur des cylindres polis et l'effet de rugosité peut raisonnablement être négligé.
- Les expériences sont menées dans des souffleries ou des tunnels hydrodynamiques qui induisent la présence de parois qui affectent l'écoulement autour du cylindre. L'effet de blocage se traduit par un gradient de pression supplémentaire dû à la présence des parois haute et basse (figure 5.3 (c)) et l'interaction des couches limites qui se développent sur les parois latérales avec l'écoulement autour du cylindre (figure 5.3 (e)).
- Dans le cas particulier où le cylindre est plus proche de l'une des parois haute ou basse, phénomène qualifié d'effet de sol, le gradient de pression (dû à la présence de chaque paroi) est différent (figure 5.3 (d)).
- Enfin, les oscillations transverses (figure 5.3 (g)) et longitudinales (figure 5.3 (h)) ont une influence très souvent sous-estimée. Au-delà d'un seuil, ces oscillations peuvent imposer la physique de l'écoulement.

La complexité de l'écoulement autour du cylindre combinée avec l'ensemble des paramètres d'influence évoqués expliquent les différences observées entre bases de données expérimentales.

5.2 REVUES DES ÉTUDES MENÉES À TRÈS HAUT NOMBRE DE REYNOLDS

5.2.1 Etudes expérimentales

Au contraire des écoulements autour du cylindre à faible nombre de Reynolds, très peu de données expérimentales sont disponibles à haut nombre de Reynolds tel que $Re_D = 3,6 \times 10^6$. La littérature fait état de deux expériences particulièrement documentées réalisées par Cantwell et Coles (1983) (retenue par AGARD-AR-345 (1998) en particulier pour les validations de LES) et Perrin (2005) à un nombre de Reynolds égal à 140000. Cependant, ce nombre de Reynolds est encore trop faible et le décollement est laminaire. Les études expérimentales récentes

d'écoulement autour de cylindre à très haut nombre de Reynolds semblent inexistantes malgré le grand attrait de cette configuration pour la validation des approches récentes (DES, SAS...) et nous nous sommes orientés vers des bases de données plus anciennes. Comme nous l'avons précédemment évoqué, le régime postcritique fut découvert par Roshko (1961). L'expérience de Roshko (1961) présente les coefficients de pression, de traînée ainsi que les nombres de Strouhal caractéristiques du lâcher tourbillonnaire pour des nombres de Reynolds compris entre 10^6 et 10^7 et en particulier pour $Re_D = 3,6 \times 10^6$. Par la suite, d'autres expériences furent conduites par Achenbach (1968), Jones et al. (1969) et James et al. (1980). L'expérience de Achenbach (1968) présente, en particulier, l'évolution du coefficient de pression et de frottement pour $Re_D = 3,6 \times 10^6$. Toutefois, l'effet de certains paramètres expérimentaux était encore sous-estimé et Schewe (1983) indique que ces expériences sont "polluées" par des effets de blocage et de compressibilité. Toutefois, à défaut d'autres bases de données concernant la répartition du coefficient de pression à ce nombre de Reynolds, nous avons retenu la répartition de Achenbach (1968), comme il est l'usage dans la littérature (Travin et al. 1999, Catalano et al. 2003, Krishnan et Squires 2006, Ong et al. 2009, You et Kwon 2010). En revanche, les travaux de Schewe (1983) ont servi de référence pour les comparaisons portant sur le nombre de Strouhal ou encore les coefficients de traînée.

5.2.2 Etudes numériques

A notre connaissance, il n'existe aucune base de données LES portant sur un écoulement autour d'un cylindre à ce nombre de Reynolds. Toutefois, nous avons retenu des données issues d'une LES avec loi de paroi (WMLES) due à Catalano et al. (2003). Cette simulation a été menée à $Re_D = 10^6$ soit en régime supercritique. L'étude de Catalano et al. (2003) comporte quelques profils de vitesse dans le sillage du cylindre (chose inexistante par ailleurs dans une telle gamme de nombre de Reynolds) et nous avons donc retenu cette base de données pour valider les "tendances".

Enfin, Travin et al. (1999) ont effectué une simulation DES sur le cas du cylindre à $Re_D = 3 \times 10^6$ et il est intéressant de comparer les prévisions de coefficients de pression, de traînée et le nombre de Strouhal caractéristique du lâcher tourbillonnaire obtenus par les approches DES et SAS. Toutefois, les conclusions de ces comparaisons devront être modérées dans la mesure où la simulation DES a plus de dix ans et l'expérience acquise depuis cette étude (qui en était à ses débuts) ainsi que l'accroissement de la puissance de calcul peuvent sans doute permettre une amélioration des prévisions ne serait-ce que par un raffinement du maillage.

5.3 SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR DU CYLINDRE

5.3.1 Description du cas de calcul

5.3.1.1 Le domaine de calcul

La première étape dans l'élaboration d'une simulation CFD est la définition du domaine de calcul et des conditions aux limites associées. L'étude autour de corps de type 2D c'est-à-dire obtenus par extrusion d'une surface dans le sens de l'envergure est sujette à l'influence de la dimension transverse et des conditions aux limites associées.

Aujourd'hui, il est communément reconnu qu'une simulation tridimensionnelle est nécessaire pour ce type de configuration (Karniadakis et Triantafyllou 1992, Mittal et Balachandar 1995, Najjar et Vanka 1995, Rodi 2000) mais il demeure à choisir la dimension transverse Λ_z ainsi que la condition limite à appliquer. Au cours de nos travaux, nous n'avons pas mené d'études paramétriques portant sur l'influence de la dimension transverse et notre choix est basé sur des travaux antérieurs. Travin et al. (1999), Strelets (2001), Menter et al., Menter et Egorov (2005b) simulent l'écoulement autour d'un cylindre en considérant une envergure égale à 2D. Breuer (2000), Jordan et Ragab (1998) effectuent des simulations d'écoulement autour du cylindre ayant une envergure allant jusqu'à πD sans observer de différences notables. Travin et al. (1999) mentionnent

que des études menées sur de tels corps ayant une envergure allant jusqu'à $2\pi D$ n'ont montré que très peu d'influence. Menter et al. effectuent une simulation d'écoulement à $Re_D = 3,6 \times 10^6$ autour d'un cylindre d'envergure $2D$ qu'il considère comme la plus petite dimension transverse admissible.

Sur la base de ces constatations, nous avons mené une simulation sur un domaine de calcul tridimensionnel d'envergure $3D$. Dans la direction longitudinale (sens de l'écoulement principal) le domaine de calcul a une dimension totale de $30D$ répartie selon $10D$ en amont de l'axe de révolution du cylindre et $20D$ en aval. Dans la direction verticale, le domaine a une hauteur totale de $20D$. Ces dimensions assurent que la zone de l'écoulement ayant un intérêt pour notre étude (sillage) n'est que très faiblement influencée par les conditions aux limites imposées.

5.3.1.2 Les conditions aux limites

Là encore, la difficulté porte sur le choix de la ou des conditions aux limites imposées sur les surfaces latérales du domaine de calcul. Conformément à l'usage pour l'étude de ce type de configuration (Travin et al. 1999, Menter et al., Menter et Egorov 2005c), une condition de périodicité est imposée sur les faces latérales du domaine. La limite aval du domaine de calcul a fait l'objet d'une attention particulière. En effet, dans les simulations instationnaires (LES...), des ondes ont tendance à se réfléchir au niveau de la face aval et celles-ci peuvent alors influencer l'écoulement plus en amont et en particulier le sillage. Pour analyser l'effet de la condition de sortie, deux conditions ont été testées : une condition de pression de sortie imposée et une condition de non-réflexion. Toutefois, aucune influence du choix de la condition de sortie n'a été observée. Aussi, pour tous nos calculs sur la configuration du cylindre, nous avons retenu la condition de pression de sortie imposée. Celle-ci est fixée à la valeur de $1,013 \times 10^5 Pa$. Une condition de non-réflexion est imposée sur les autres limites du domaine. Cette condition est caractérisée par un écoulement de vitesse U_∞ telle que $\frac{U_\infty D}{\nu}$ est égal à $3,6 \times 10^6$ et un nombre de Mach M_∞ égal à 0,2.

5.3.1.3 Topologie du maillage

Le maillage de la configuration de cylindre, réalisé avec le logiciel ANSYS Icem-CFD®, comporte environ 3 500 000 noeuds dont 81 noeuds répartis uniformément dans le sens de l'envergure. La couche limite est résolue jusqu'à la paroi. Le maillage de la couche limite autour du cylindre est telle que la taille de la première maille satisfait la condition $\Delta y^+ < 1$. Une attention particulière est portée sur le maillage du sillage. En effet, étant donné que le sillage constitue la zone post-décollement, les structures turbulentes qui y sont présentes sont résolues et il est donc nécessaire que les mailles y soient cubiques (Spalart 2001). La figure 5.4 présente le maillage employé pour cette simulation.

Dans le but de mener une étude sur l'influence de la densité de maillage, un maillage grossier a été extrait du précédent en ne considérant que la moitié des points dans chacune des directions. Au final, ce maillage grossier ne comporte que 450 000 noeuds environ. Dans un souci de concision et afin d'éviter des redondances entre les études sur maillage standard et grossier, nous avons reporté l'étude (détaillée) menée sur le maillage grossier en annexe A.2.

5.3.2 Simulation sur maillage standard

5.3.2.1 Choix des paramètres

Sur maillage standard, le pas de temps global est fixé à $5\mu s$ afin de satisfaire le critère de stabilité $CFL < 1$ dans chaque maille. Ce pas de temps global correspond à environ 1/3000 temps de convection T_c défini par la relation :

$$T_c = D/U_0 \quad (5.2)$$

Les schémas de discrétisation spatiale de Jameson et de Roe (décrits en annexe A.1) ont été testés sur cette configuration avec les modèles SST, SAS et SAS- αL . Lors de l'emploi du schéma de

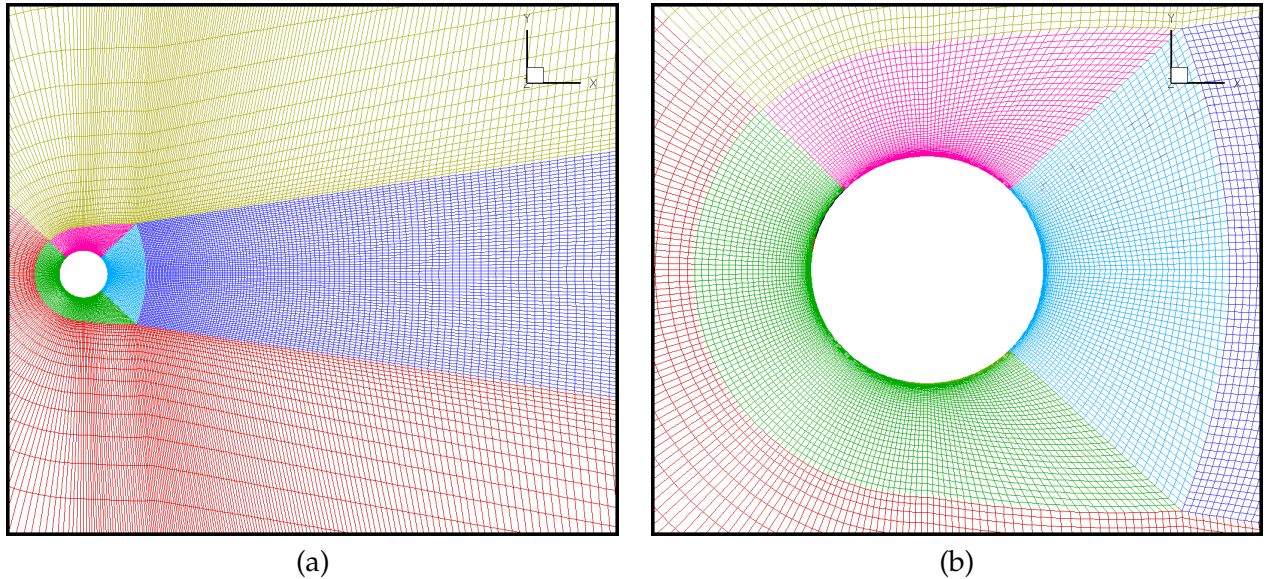


FIGURE 5.4 – Coupe longitudinale du maillage de la configuration de cylindre : (a) ensemble du sillage ; (b) zoom dans le sillage proche

Jameson, le paramètre de dissipation artificielle scalaire du quatrième ordre χ_4 est appliqué pour des raisons de stabilité mais sa valeur est maintenue faible (0,008) afin de limiter la dissipation due à la viscosité numérique. Le schéma de Roe, est quant à lui, appliqué en combinaison avec le limiteur superbee. En plus des schémas d'ordre 2, les schémas AUSM(+)-up étendus aux ordres 3, 5 et 7 ont été testés avec les modèles SAS et SAS- α L. Le choix de ne pas appliquer ces trois schémas au modèle SST est motivé par le coût important (en temps et en mémoire) de tels simulations. Chaque cas de calcul a été simulé pendant 2×10^6 pas de temps soit environ 700 temps de convection. Dans la suite, on notera $T = 700T_c$.

5.3.2.2 Simulations à l'ordre 2

5.3.2.2.1 Comparaison qualitative des solutions

La figure 5.5 montre les structures turbulentes résolues grâce à chacune des combinaisons modèle de turbulence - schéma de discrétisation spatiale : SST - schéma de Jameson, SST - schéma de Roe (limiteur superbee), SAS - schéma de Jameson, SAS - schéma de Roe (limiteur superbee), SAS- α L - schéma de Jameson et SAS- α L - schéma de Roe (limiteur superbee). La visualisation des structures turbulentes est assurée par l'emploi du critère Q présenté au chapitre 4. Pour faciliter la visualisation des résultats, la dimension transverse du cylindre a été dupliquée.

La figure 5.5 (a) montre la solution obtenue en SST et schéma de Jameson. La solution calculée est très bidimensionnelle et les rouleaux de von Kármán ont une taille comparable à celle du cylindre lui-même. La figure 5.5 (c) montre la solution obtenue en SAS et schéma de Jameson. L'écoulement ainsi obtenu présente un caractère tridimensionnel plus marqué. En effet, en plus des allées de von Kármán (structures transversales), des structures longitudinales sont prévues. De plus, la solution obtenue est caractérisée par une plus grande variété de tailles de structures. La figure 5.5 (e) montre la solution obtenue en SAS- α L et schéma de Jameson. Cette combinaison permet de prévoir une solution au caractère tridimensionnel et désorganisé encore plus marqué que lors de l'emploi du modèle SAS. Par ailleurs, des instabilités de Kelvin-Helmholtz sont capturées dès le décollement grâce à l'emploi du modèle SAS- α L alors qu'elles sont absentes de la solution SAS. Les différences observées entre les trois solutions précédemment évoquées résultent de la réduction du niveau de viscosité turbulente calculé par le modèle SAS par rapport au modèle SST puis par le modèle SAS- α L par rapport au modèle SAS.

Notons par ailleurs deux différences de comportement entre le modèle SST et les modèles

SAS et SAS- α L. D'abord, le raffinement de maillage n'a que peu (ou pas) d'influence sur les caractéristiques des structures résolues par le modèle SST alors que pour les modèles SAS et SAS- α L, un enrichissement de la solution est observé comme il le serait en employant une LES. Ensuite, alors que le niveau de viscosité turbulente augmente fortement avec la distance au cylindre lorsque le modèle SST est utilisé, celui-ci est adapté lorsque les modèles SAS et SAS- α L sont utilisés. Cette différence de comportement s'explique par l'influence du terme Q_{SAS} présent dans la formulation SAS et SAS- α L par rapport aux modèles à viscosité turbulente (linéaire) classiques (SST). En effet, avec le modèle SST, les instabilités de Kelvin-Helmholtz génèrent des gradients de vitesse qui augmentent la production de k par le biais du terme $\nu_t S^2$ et donc la viscosité turbulente augmente jusqu'à ce que les instationnarités soient atténuées. En revanche, avec les modèles SAS et SAS- α L, les instabilités de Kelvin-Helmholtz activent le terme Q_{SAS} qui augmente la production de dissipation spécifique donc diminue la viscosité turbulente ($\nu_t \propto k/\omega$), ce qui permet le développement des instationnarités qui augmentent le niveau de Q_{SAS} ... jusqu'à ce qu'un équilibre soit atteint.

La figure 5.5 (b) montre la solution obtenue en SST et schéma de Roe. L'écoulement présente toujours les rouleaux de von Kármán mais il est intéressant de noter que des structures longitudinales sont présentes au début de l'écoulement puis celles-ci sont dissipées par le niveau de viscosité turbulente qui augmente de manière importante au fil de l'écoulement. Cette observation conforte l'argumentaire de Menter et al. selon lequel l'incapacité de la modélisation RANS à prévoir l'ensemble des structures jusqu'à la taille de maille est imputable à la fermeture employée et non pas à l'emploi de l'opérateur moyenne pour dériver les équations. En effet, ici il apparaît clairement, que le modèle SST permet de prévoir, dans le sillage proche, un écoulement tridimensionnel avec des structures de taille inférieure aux dimensions caractéristiques du cylindre mais que celles-ci sont dissipées par le mécanisme de production de ν_t explicité précédemment. Les figures 5.5 (d) et (f) montrent respectivement les structures résolues avec les modèles SAS et SAS- α L en schéma de Roe. Ces modèles prévoient des solutions semblables présentant une désorganisation et une tridimensionnalisation de l'écoulement très marquées. En comparant les figures 5.5 (a) et (b), puis 5.5 (c) et (d) et enfin 5.5 (e) et (f), nous déduisons que l'emploi du schéma de Roe conduit à un niveau de viscosité turbulente plus important. L'observation des sillages suggère *a priori* que les combinaisons, modèle SAS - schéma de Jameson et modèle SAS- α L - schéma de Jameson, prévoient une solution de type postcritique où l'écoulement est certes tridimensionnel mais où les allées de von Kármán demeurent bien marquées. Quant aux combinaisons modèle SAS - schéma de Roe et modèle SAS- α L - schéma de Roe, elles prévoient une solution de type supercritique où l'écoulement est fortement tridimensionnel et désorganisé et où les allées de von Kármán sont difficiles à caractériser. Signalons à ce titre que l'étude menée sur maillage grossier A.2 montre que l'emploi du schéma de Roe conduit à des solutions de type supercritique.

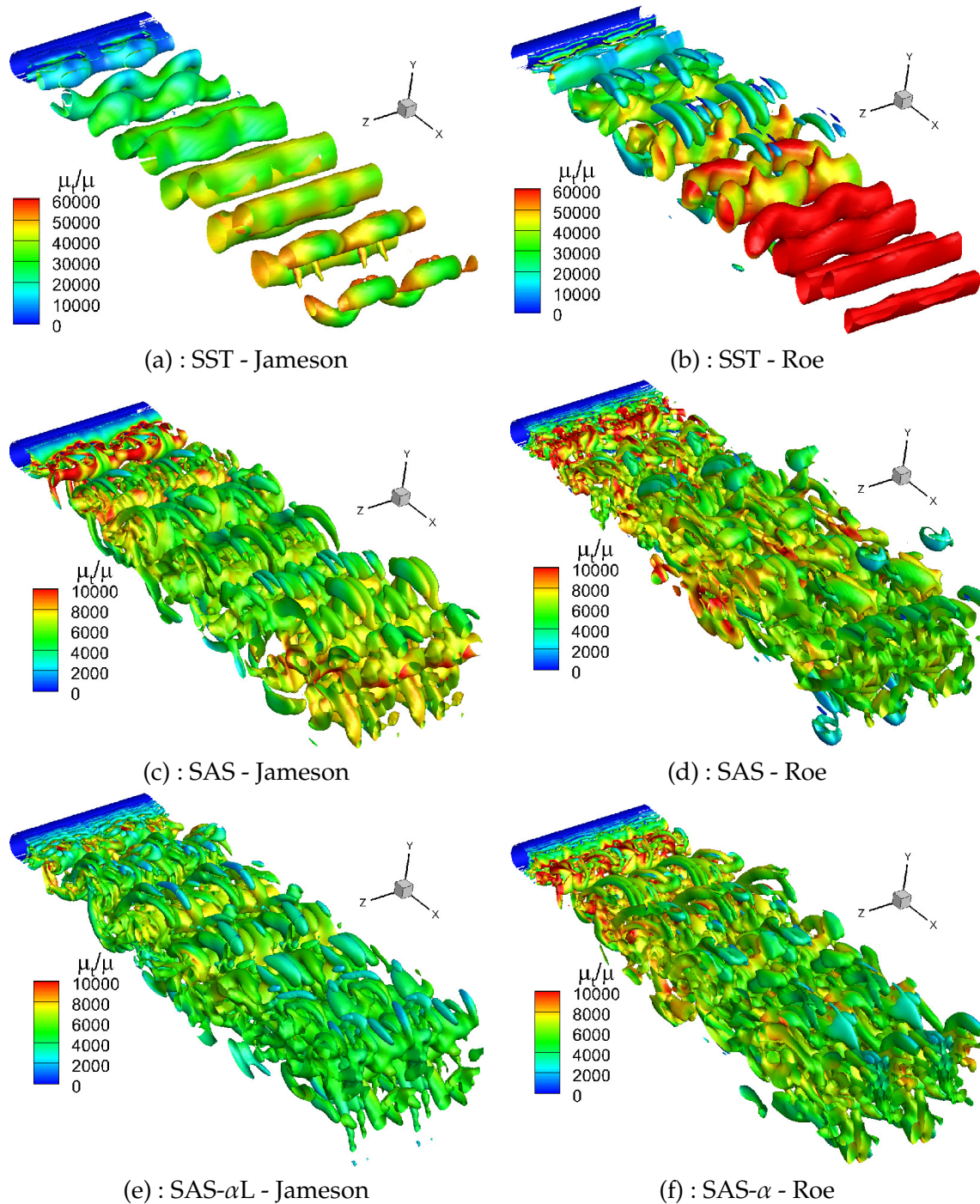


FIGURE 5.5 – Visualisation des iso-surfaces du critère Q ($Q = -250s^{-2}$) à T (maillage standard)

5.3.2.2.2 Comparaison quantitative des solutions

Statistiques dans le plan médian

Pour analyser plus finement le comportement de chaque modèle, des statistiques ont été réalisées dans le plan médian du cylindre. Au-delà du régime transitoire estimé à $40T_c$ grâce au logiciel *meancalc*[©], 10 000 plans médians (p) ont été extraits à intervalle de temps régulier. Pour chaque plan considéré, l'énergie cinétique de turbulence k prévue par le modèle de turbulence utilisé, le rapport μ_t/μ et les trois composantes de vitesse u , v et w sont extraites.

L'énergie cinétique de turbulence modélisée moyenne notée $\langle k \rangle$ est alors définie par la relation :

$$\langle k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N k^{(p)} \quad \text{avec } N = 10000 \quad (5.3)$$

Les fluctuations de vitesses sont calculées sur chaque plan par la relation :

$$u'^{(p)} = u^{(p)} - \langle u \rangle ; \quad v'^{(p)} = v^{(p)} - \langle v \rangle ; \quad w'^{(p)} = w^{(p)} - \langle w \rangle \quad (5.4)$$

Les tensions de Reynolds diagonales sont calculées sur chaque plan par la relation :

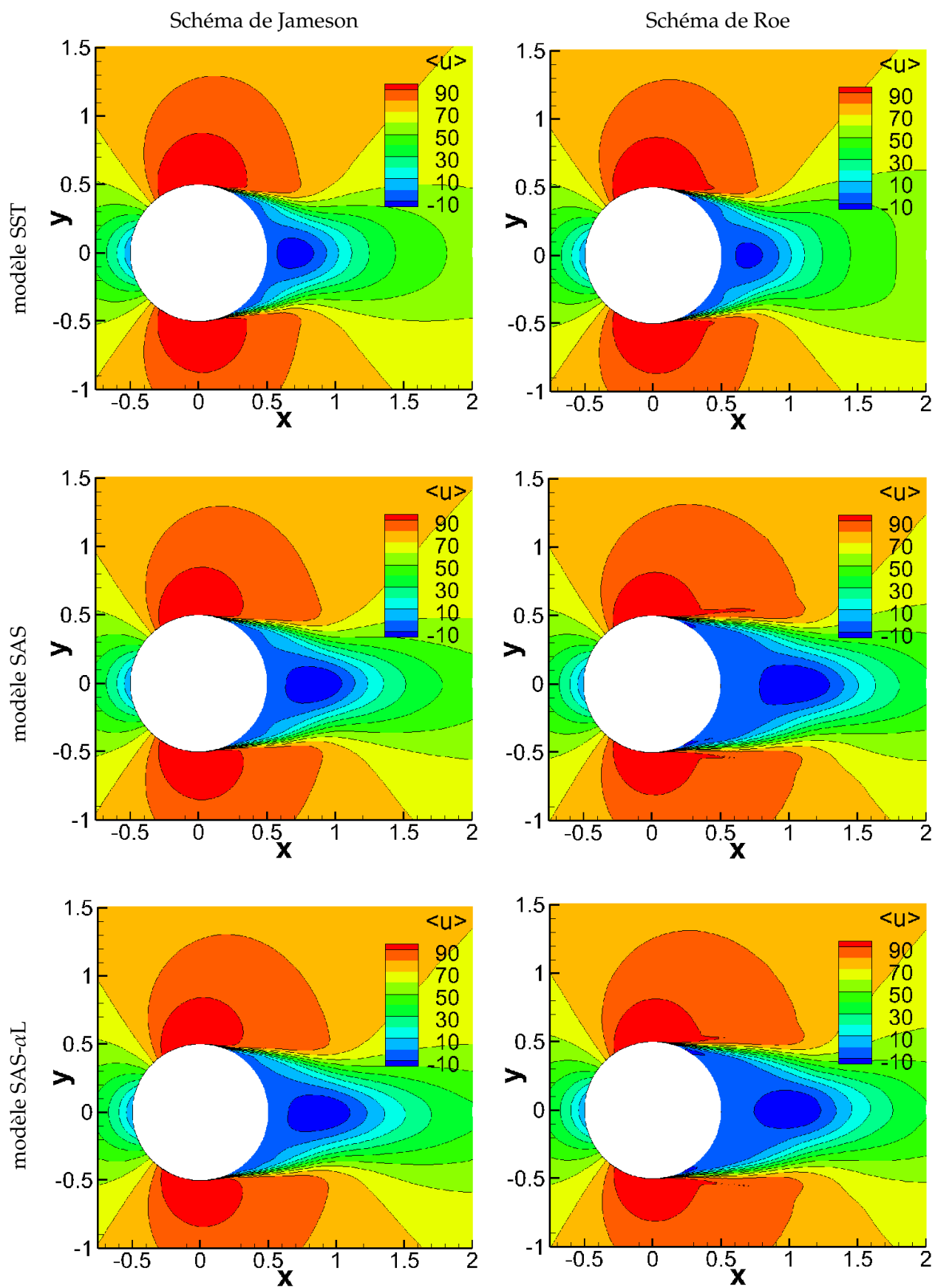
$$R_{11}^{(p)} = (u'^{(p)})^2 ; \quad R_{22}^{(p)} = (v'^{(p)})^2 ; \quad R_{33}^{(p)} = (w'^{(p)})^2 \quad (5.5)$$

Enfin, l'énergie cinétique de turbulence résolue est définie par la relation :

$$k_{\text{res}} = \frac{1}{2N} \sum_{p=1}^N (R_{11}^{(p)} + R_{22}^{(p)} + R_{33}^{(p)}) \quad \text{avec } N = 10000 \quad (5.6)$$

La figure 5.6 illustre les champs de vitesse moyenne prévue par les modèles SST (1^{ère} ligne), SAS (2^{ème} ligne) et SAS- α L (3^{ème} ligne) et obtenue avec les deux schémas de discrétisation spatiale de Jameson (1^{ère} colonne) et de Roe (2^{ème} colonne).

Il apparaît que l'emploi du schéma de Roe avance le point de décollement moyen lors de son utilisation avec les modèles SAS et SAS- α L. Il en résulte le développement de couches de mélange moins infléchies, conduisant à une zone de recirculation plus étendue et un sillage plus évasé qu'en Jameson. La combinaison SAS- α L - schéma de Jameson conduit à un comportement mixte puisque le décollement prévu correspond à celui obtenu en SAS et schéma de Jameson mais la zone de recirculation est plus importante. Les caractéristiques des solutions ainsi obtenues en Roe concordent avec celle du régime supercritique alors que celles obtenues en Jameson correspondent à celles du régime postcritique.

FIGURE 5.6 – Cylindre (maillage standard) : champ de vitesse moyenne (composante longitudinale $\langle u \rangle$)

La figure 5.7 présente les champs de μ_t/μ moyen (1^{ère} ligne), k modélisée (2^{ème} ligne) et k résolue (3^{ème} ligne) obtenus en Jameson.

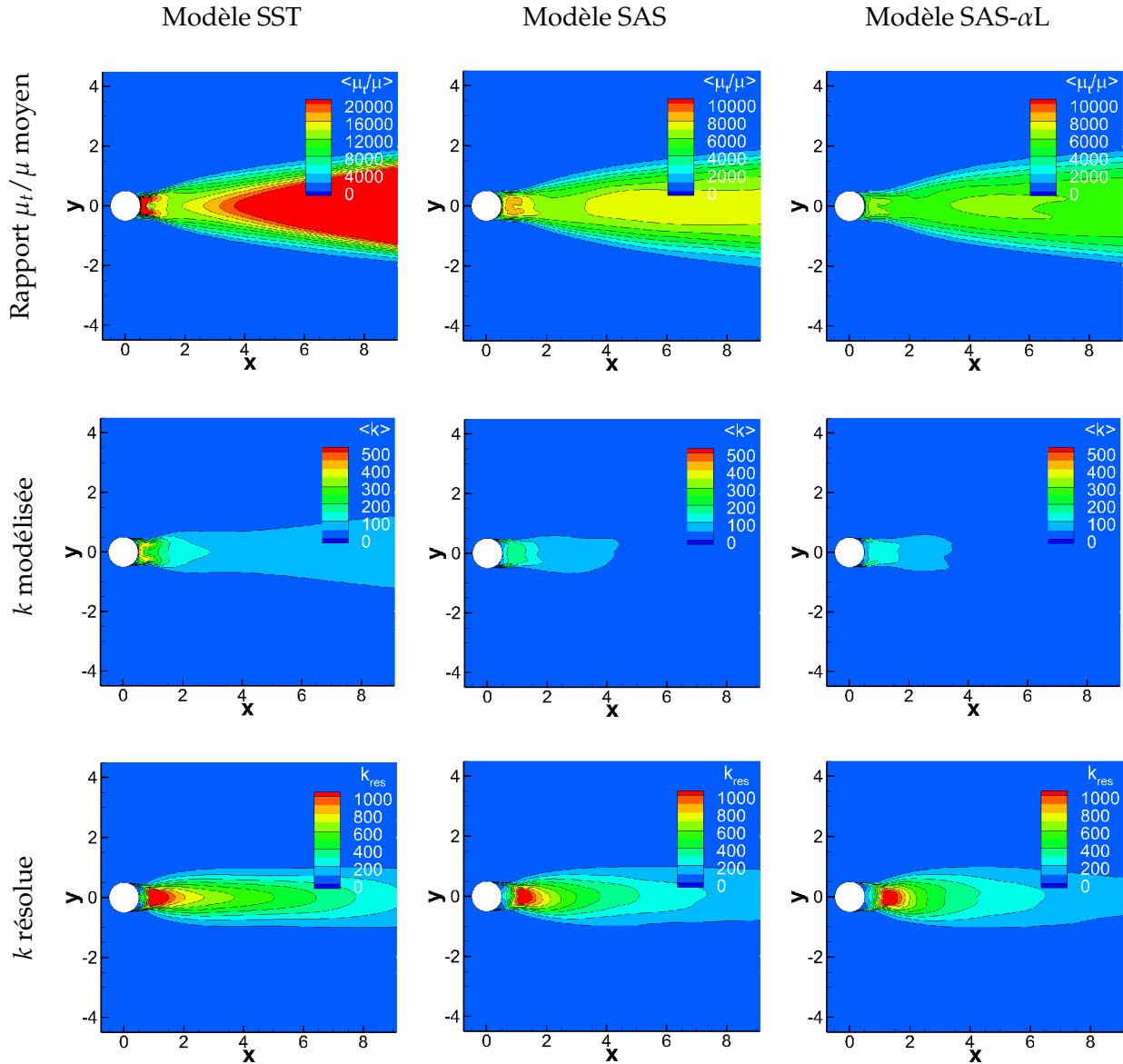


FIGURE 5.7 – Cylindre (maillage standard - schéma de Jameson) : statistiques dans le plan médian - quantités turbulentes

Les trois modèles de turbulence SST (1^{ère} ligne), SAS (2^{ème} ligne) et SAS- α L (3^{ème} ligne) prévoient un niveau de viscosité turbulente qui augmente avec la distance au cylindre. L'échelle de longueur de turbulence croît avec l'évasement du sillage et il en résulte que la viscosité turbulente (proportionnelle à l'échelle de longueur de turbulence) croît avec la distance au cylindre. En revanche, l'activation du terme Q_{SAS} sous l'effet des instabilités dans le sillage modère l'augmentation de μ_t . En effet, très rapidement dans le sillage (environ $4D$), la viscosité turbulente prévue par le modèle SAS est plus faible que celle prévue par le modèle SST (au moins divisée par deux). L'emploi du modèle SAS- α L limite encore plus l'augmentation de μ_t puisqu'à la même distance ($4D$), la viscosité turbulente est au moins divisée par trois ce qui est dû à l'activation de la correction dans les zones du sillage où le profil de vitesse moyenne présente un point d'inflexion.

Le niveau de k modélisée (2^{ème} ligne) décroît dans le sens SST, SAS et SAS- α L. Cette classification correspond à celle établie sur le niveau de viscosité turbulente. Ici, il apparaît que le niveau de k modélisée demeure important dans tout le sillage de la solution calculée avec le modèle SST alors qu'il s'affaiblit rapidement lors de l'emploi des modèles SAS (environ $4,5D$) et SAS- α L.

(environ 3,5D).

Le niveau d'énergie cinétique de turbulence résolue (3^{ème} ligne) prévu par les trois modèles est assez comparable. Cette observation s'explique par le fait que l'énergie cinétique de turbulence résolue est due en majeure partie aux fluctuations basses fréquences des allées de von Kármán qui sont capturées par les trois modèles. Une approche plus adéquate pour quantifier plus finement les différences d'énergie cinétique de turbulence résolue aurait été de séparer les fluctuations en une partie cohérente et une partie chaotique (en utilisant par exemple une moyenne de phase) et de s'intéresser à chacune des composantes de l'énergie cinétique de turbulence résolue. Notons néanmoins que du fait de la diminution du niveau de k modélisée prévu par les SAS et SAS- α L, le pourcentage d'énergie cinétique de turbulence totale représenté par l'énergie cinétique de turbulence résolue est plus élevé en SAS- α L (environ 85%) qu'en SAS (environ 80%) lui-même plus important qu'en SST (environ 50%).

La figure 5.8 illustre les statistiques des quantités turbulentes correspondant aux simulations menées avec le schéma de Roe.

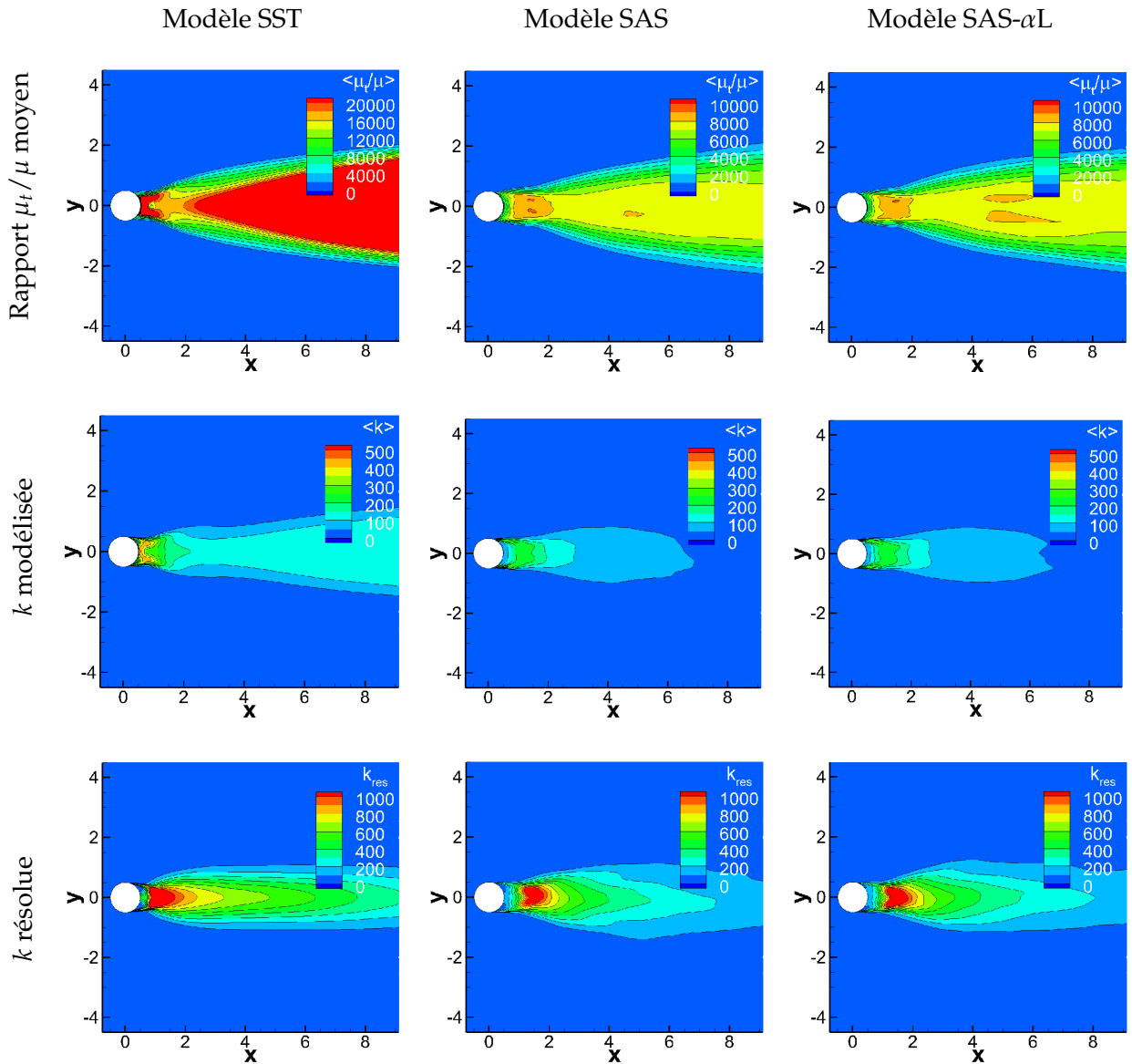


FIGURE 5.8 – Cylindre (maillage standard - schéma de Roe) : statistiques dans le plan médian - quantités turbulentes

Les conclusions générales sur les modèles, tirées des statistiques issues des simulations en schéma de Jameson, demeurent valides. Le niveau de viscosité turbulente prévu par les trois modèles en Roe (1^{ère} ligne) est supérieur à celui prévu en Jameson. Ceci s'explique par l'éva-

sement plus important du sillage en Roe qu'en Jameson. En effet, comme l'échelle de longueur de turbulence croît davantage, le niveau de ν_t est plus important. Corrélativement, les niveaux de k modélisée prévus en Roe sont supérieurs à ceux obtenus en Jameson. Le niveau d'énergie cinétique de turbulence résolue prévu par les trois modèles en Roe et en Jameson sont comparables pour les raisons déjà évoquées (k résolue essentiellement due aux fluctuations basses fréquences). En revanche, comme le niveau de k modélisée est plus élevé en Roe qu'en Jameson, il en résulte que la part de l'énergie cinétique de turbulence totale représentée par l'énergie cinétique de turbulence résolue est plus faible en Roe qu'en Jameson (SST : 40%, SAS : 75% et SAS- α L : 80%).

Coefficients aérodynamiques

L'évolution temporelle des coefficients de traînée C_D et de portance C_L au cours des simulations menées avec les schémas de Jameson et Roe est représentée à la figure 5.9.

Les figures 5.9 (a) et (b) présentent l'évolution des coefficients de traînée et de portance prévue par le modèle SST en schéma de Jameson et en schéma de Roe. Les solutions prévues par le modèle SST sont caractérisées par des fluctuations de grande amplitude des coefficients de traînée et de portance. De plus, les signaux obtenus présentent un caractère quasi-périodique marqué.

La figure (c) illustre l'évolution des coefficients de traînée et portance prévue par le SAS en schéma de Jameson. L'amplitude des fluctuations observées est plus faible que lors de l'emploi du modèle SST et l'évolution du signal est plus chaotique. L'emploi du schéma de Roe accroît cette tendance (figure (d)).

La figure (e) illustre l'évolution des coefficients de traînée et de portance prévue par le SAS- α L en schéma de Jameson. Les fluctuations enregistrées sont d'amplitude moindre que celle observée avec le modèle SAS et cette tendance est accrue pour le SAS- α L en schéma de Roe.

En conclusion, trois types de comportement sont observés sur l'évolution des coefficients aérodynamiques :

- Des fluctuations de grande amplitude associées à une quasi-périodicité du signal très marquée. Ces caractéristiques sont propres au régime postcritique et c'est ce type de solution qui est prévu par le modèle SST.

- Des fluctuations de faible amplitude associées à un signal plus chaotique. Ces caractéristiques sont propres au régime supercritique et c'est ce type de solution qui est prévu par les modèles SAS et SAS- α L en Roe.

- Un comportement mixte avec des fluctuations d'amplitude moyenne et un signal plus chaotique. Ce type de solution est prévu par les modèles SAS et SAS- α L en schéma de Jameson.

Ces différents comportements sont dus à l'influence du modèle de turbulence et du schéma de discrétisation dans une gamme de Reynolds où l'écoulement est le siège d'instabilités traduisant le passage du régime supercritique au régime postcritique. De ce fait, les paramètres numériques choisis ont une influence similaire aux paramètres expérimentaux et peuvent exciter (ou non) des modes instables qui conduisent à une solution située dans un régime ou dans l'autre. La très grande sensibilité de l'écoulement aux conditions numériques est semblable à la sensibilité de l'écoulement aux conditions expérimentales. En effet, Schewe (1983) émet l'hypothèse que la multitude des valeurs mesurées expérimentalement est due aux états successifs instables rencontrés lors du passage du régime supercritique au régime postcritique. Ce phénomène explique aussi l'incertitude observée sur la limite entre le régime supercritique et postcritique. Enfin, Strelets (2001) avait mis en évidence une influence similaire du schéma de discrétisation du terme convectif en menant une simulation DES sur un écoulement autour d'un cylindre à un nombre de Reynolds de 50000.

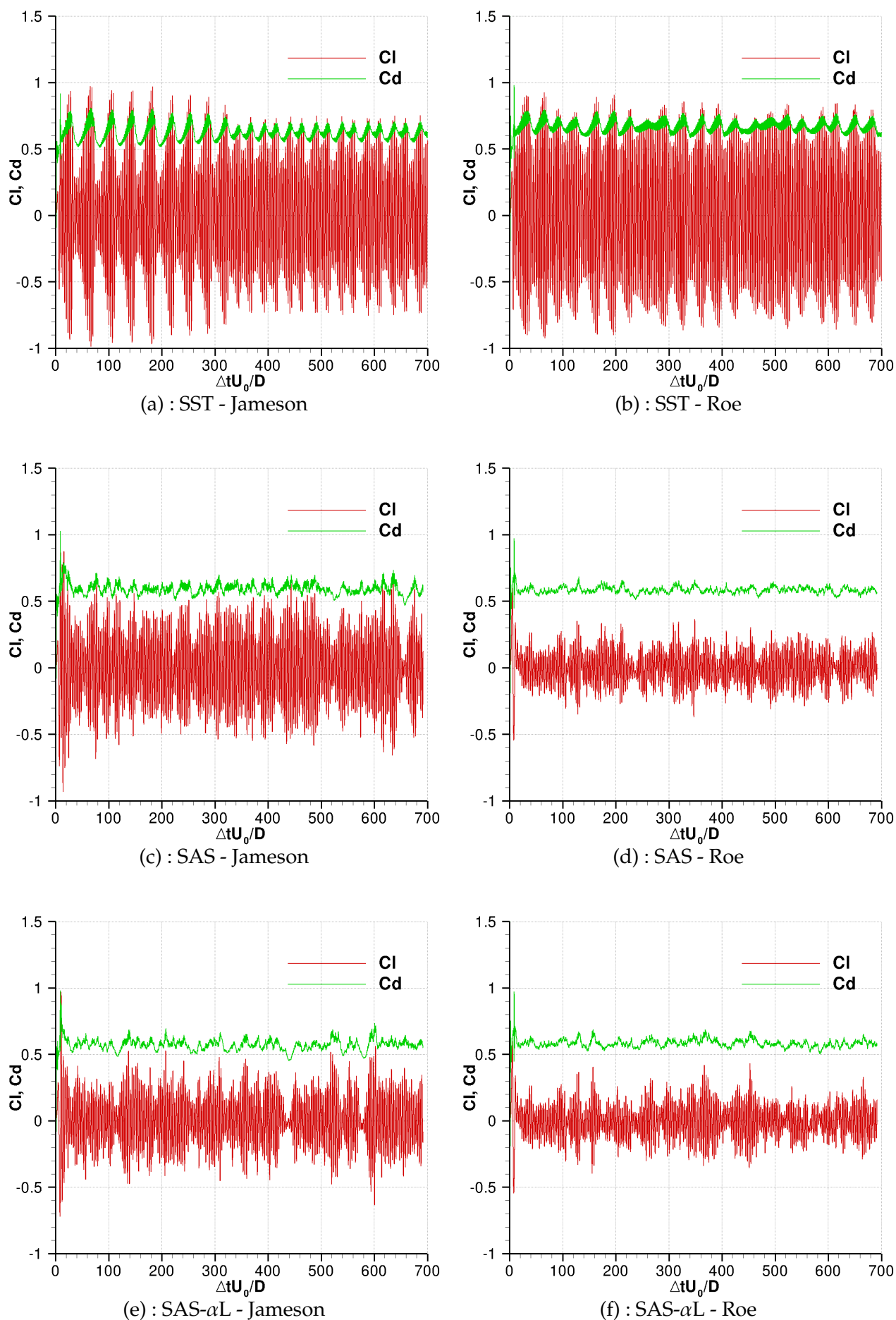


FIGURE 5.9 – Evolution temporelle des coefficients aérodynamiques

Afin de définir plus précisément la nature des signaux observés, nous avons représenté la fonction densité de probabilité (DDP définie au paragraphe 4.1.3.2) de chacun des coefficients de portance obtenus. Cette densité de probabilité calculée sur la partie des signaux située au-delà du régime transitoire, a été normalisée suivant la relation (5.7) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(C'_L) dC'_L = 1 \quad (5.7)$$

La figure 5.10 illustre la densité de probabilité obtenue expérimentalement par Schewe (1983) à un nombre de Reynolds plus élevé égal à $7,1 \times 10^6$ (régime postcritique). Cette DDP possède une tendance gaussienne qui est caractéristique d'un phénomène aléatoire (figure 4.3) correspondant à la turbulence.

La figure 5.11 illustre les densités de probabilité (DDP) calculées à partir des signaux de coefficient

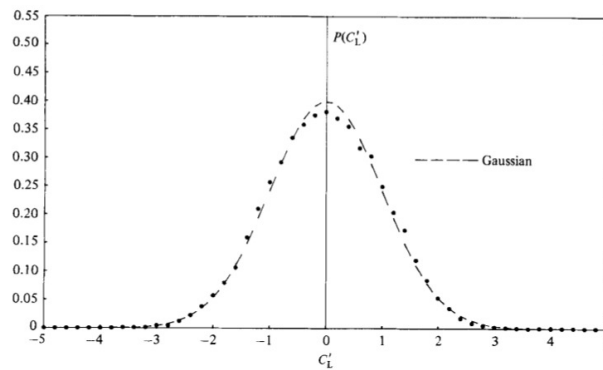


FIGURE 5.10 – Densité de probabilité du coefficient de portance à $Re = 7,1 \times 10^6$ (Schewe 1983)

de portance. Ces DDP traduisent la nature des signaux de coefficient de portance. En effet, les DDP des signaux prévus par le modèle SST sont caractéristiques d'une onde sinusoïdale (figure 4.3). Puis la tendance des DDP vers une distribution, telle qu'observée expérimentalement (figure 5.2), est obtenue avec le modèle SAS. Cette tendance est accrue avec l'emploi du modèle SAS- α L. Les DDP obtenues sont corrélées aux structures résolues. En effet, le modèle SST prévoit les seules structures cohérentes, le modèle SAS y superpose des structures turbulentes plus désorganisées alors que le modèle SAS- α L prévoit un écoulement encore plus désorganisé.

Afin d'extraire les fréquences caractéristiques du signal, les DSP du coefficient de portance ont été calculées par la méthode de Welch (figure 5.12), pour chacune des combinaisons modèle de turbulence - schéma de discrétisation du terme convectif. Chacune des DSP effectuées prévoit un pic à un nombre de Strouhal voisin de 0,3 caractéristique des écoulements autour de cylindre dans cette gamme de nombre de Reynolds.

Les solutions présentent un pic marqué. Le pic prévu par le modèle SAS est moins énergétique et plus étalé que celui prévu par le modèle SST et ce caractère s'accroît avec l'emploi du modèle SAS- α L. Ceci se justifie par la distribution de l'énergie sur une plage de fréquences plus importante lors de l'emploi du modèle SAS et cette plage s'accroît avec le modèle SAS- α L. L'emploi du schéma de Roe montre un étalement du pic plus important qu'en Jameson quel que soit le modèle utilisé ce qui suggère que ce schéma conduit à une solution qui tend vers la solution supercritique (voir figure 5.2).

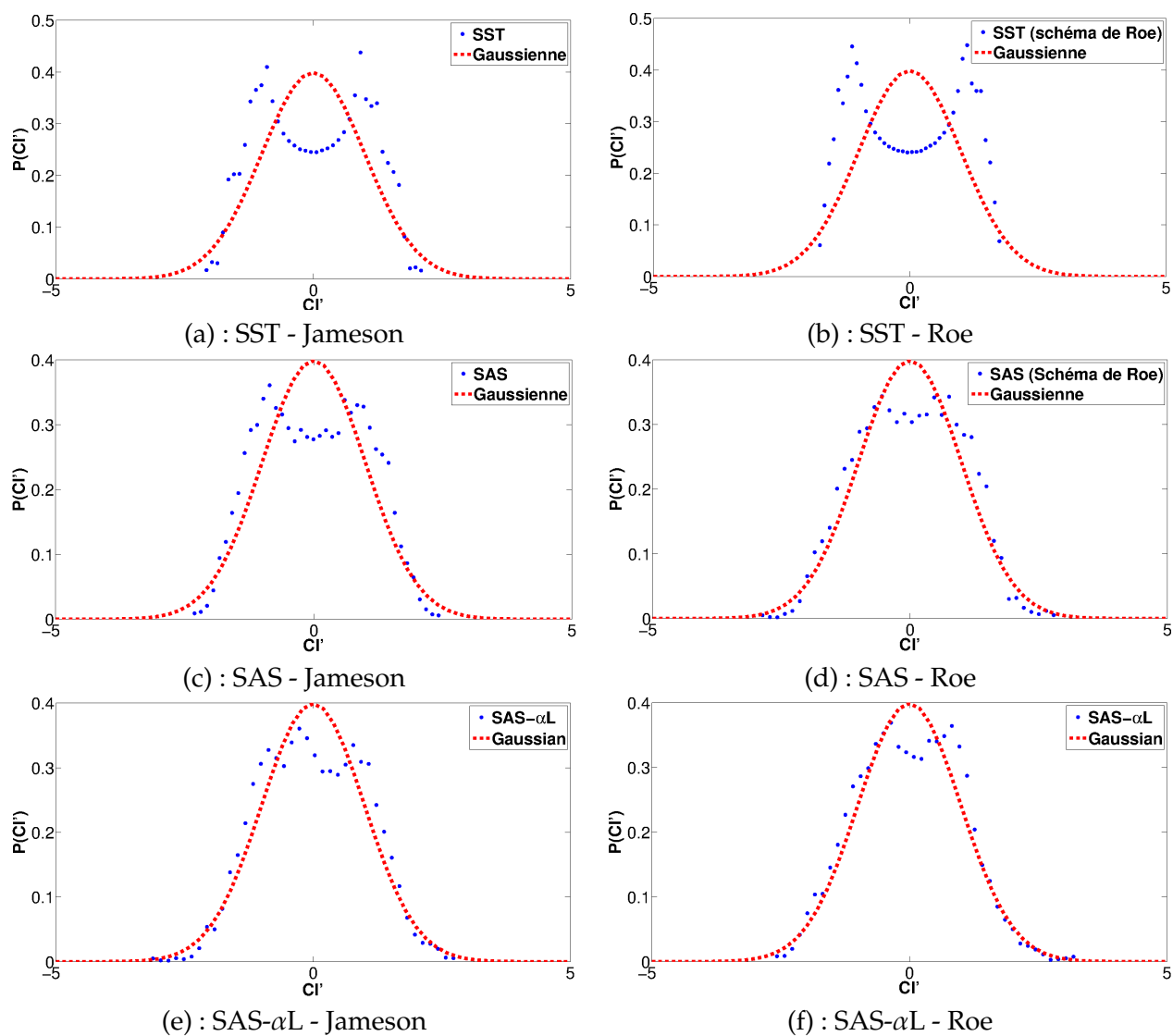


FIGURE 5.11 – Cylindre (maillage standard - Ordre 2) : Densité de probabilité du coefficient de portance

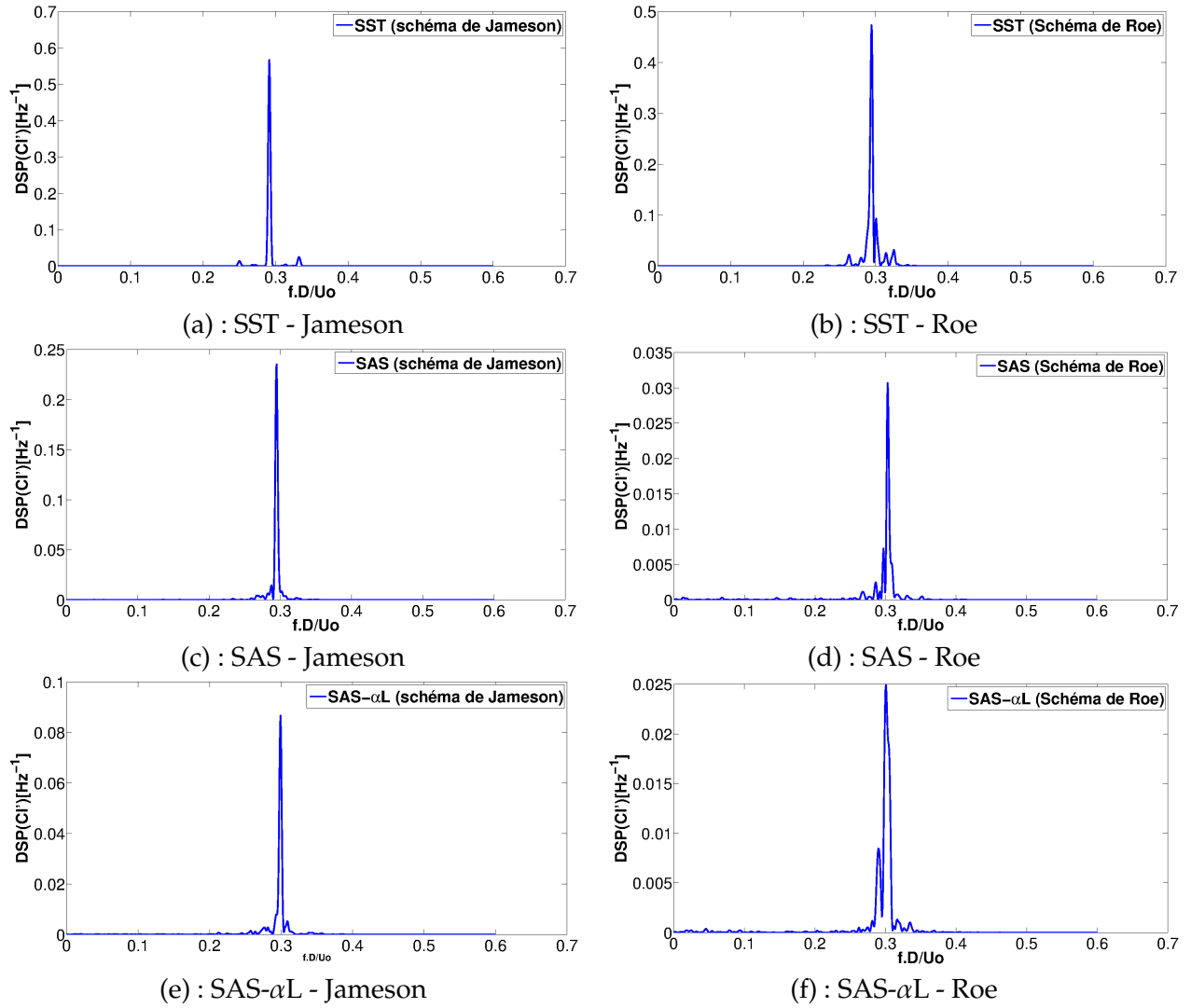


FIGURE 5.12 – Cylindre (maillage standard - Ordre 2) : Densité spectre du coefficient de portance

Étude spectrale

Pour chacun des modèles utilisés et chaque schéma de discrétisation spatiale, nous avons extrait les trois composantes de vitesse à deux positions situées dans le sillage proche du cylindre (figure 5.13). Les positions des sondes sont inspirées des travaux de Catalano et al. (2003)

Les signaux associés de la composante verticale de vitesse prévue à l'abscisse ($x/D = 0,75$)

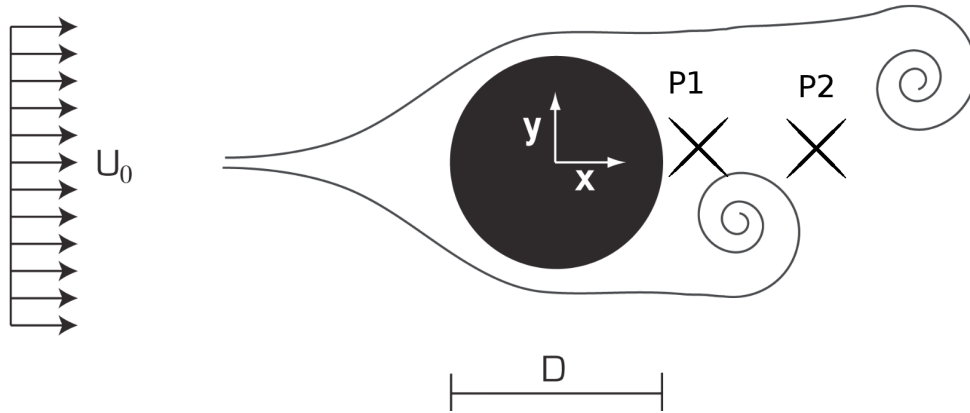


FIGURE 5.13 – Localisation des deux sondes dans le sillage du cylindre : $P_1 : (0, 7; 0, 15; 0)$, $P_2 : (1, 7; 0, 15; 0)$

sont présentés à la figure 5.14. Ces signaux présentent des caractéristiques très similaires aux coefficients aérodynamiques correspondants. La durée d'acquisition est issue d'une étude de convergence des moments statistiques d'ordre 1 (moyenne) et 2 (variance). La moyenne et la variance des trois composantes de vitesse sont calculées sur des durées d'échantillon de plus en plus longues et la durée de l'échantillon est considérée suffisamment longue lorsque les trois moyennes et les trois variances ne fluctuent plus. La figure 5.15 montre l'évolution de la variance de la composante verticale de vitesse (v_y) en fonction de la durée de l'observation. Notons que l'instationnarité plus marquée des solutions SAS et SAS- α L se traduit par la nécessité d'utiliser un échantillon plus long qu'en SST pour obtenir la convergence des moments statistiques.

A partir des signaux de vitesse acquis, les fluctuations de chacune des composantes de vitesse sont alors calculées permettant ainsi d'estimer l'énergie cinétique de turbulence résolue. Les densités spectrales de puissance de l'énergie cinétique de turbulence résolue sont estimées par la méthode de Welch. La figure 5.16 représente les spectres de k prévus par chaque modèle et pour chaque schéma de discrétisation utilisé. Ces spectres sont comparés à un spectre de pente $-5/3$.

Les spectres prévus par le modèle SST sont quasi-harmoniques en accord avec la solution quasi-périodique calculée. Les spectres prévus par les modèles SAS et SAS- α L sont continus et davantage en adéquation avec une turbulence tridimensionnelle. Ces spectres décroissent initialement avec une pente proche de $-5/3$ avant de décroître plus rapidement à des fréquences plus élevées. A ce titre, les approches SAS et SAS- α L sont entre la LES et l'approche URANS, dans la mesure où elles permettent de résoudre une part plus importante du spectre que dans l'approche URANS mais les plus hautes fréquences ne sont pas résolues et sont atténuées. La rupture de pente et les oscillations du spectre aux hautes fréquences est un phénomène numérique dû au post-traitement. En effet, le choix du nombre de blocs utilisés pour appliquer la méthode de Welch est motivé par la réduction des fluctuations du spectre ce qui a pour effet de diminuer la résolution comme l'illustrent les travaux de Guénot (2004).

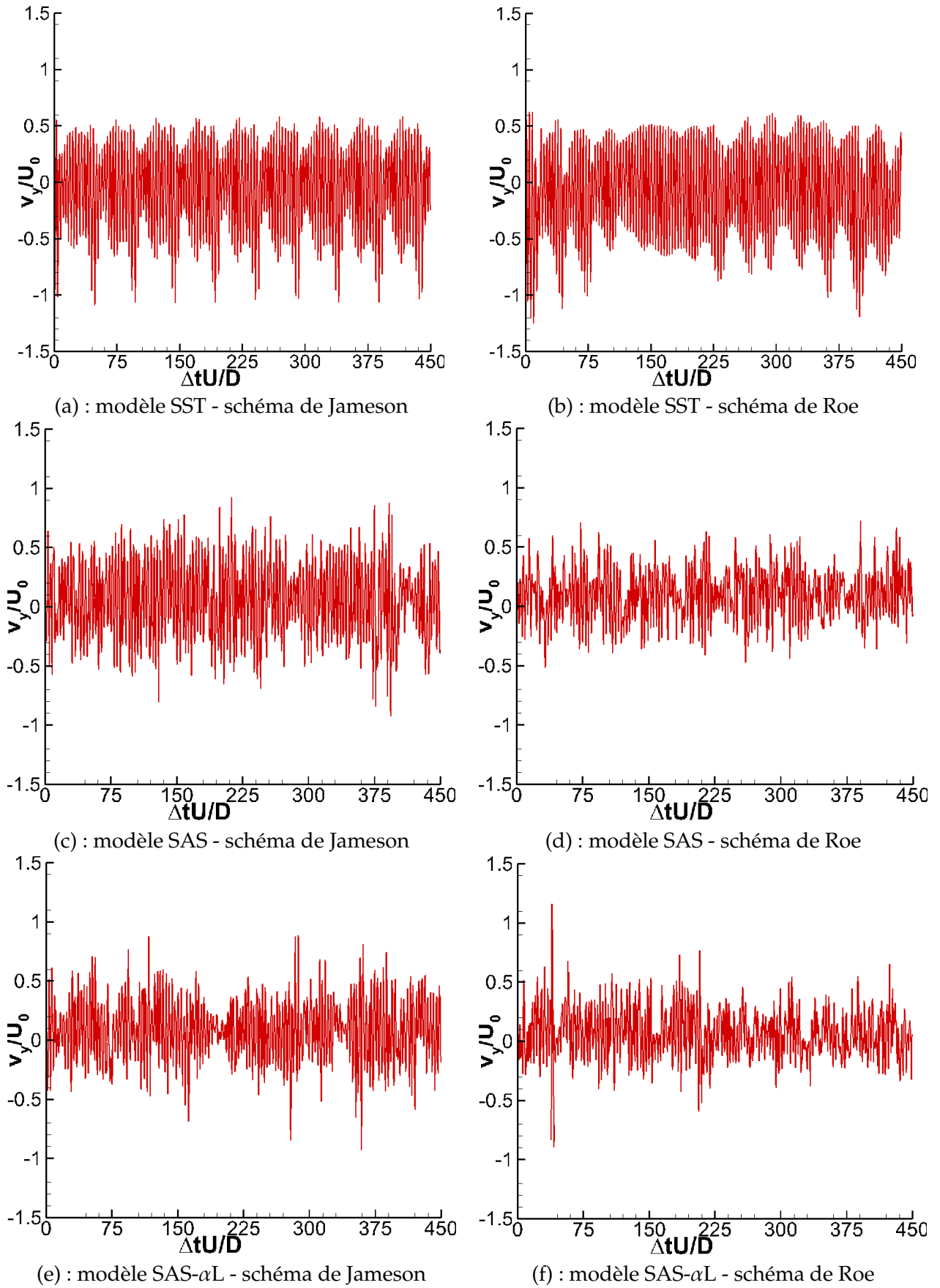


FIGURE 5.14 – Evolution de v_y/U_0 dans le sillage proche du cylindre ($x/D = 0,75$) obtenu avec les trois modèles de turbulence et les schémas de Jameson et Roe

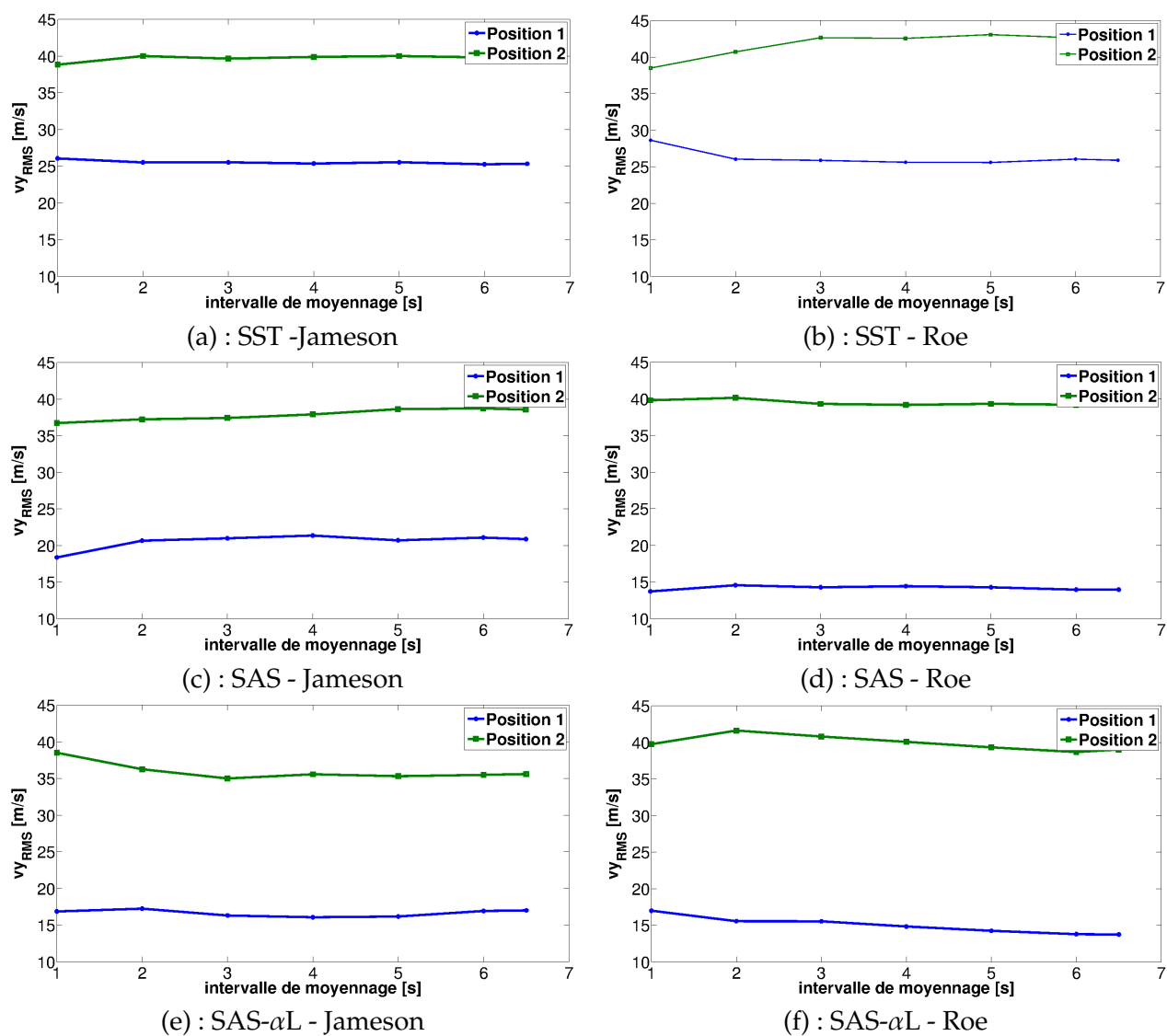
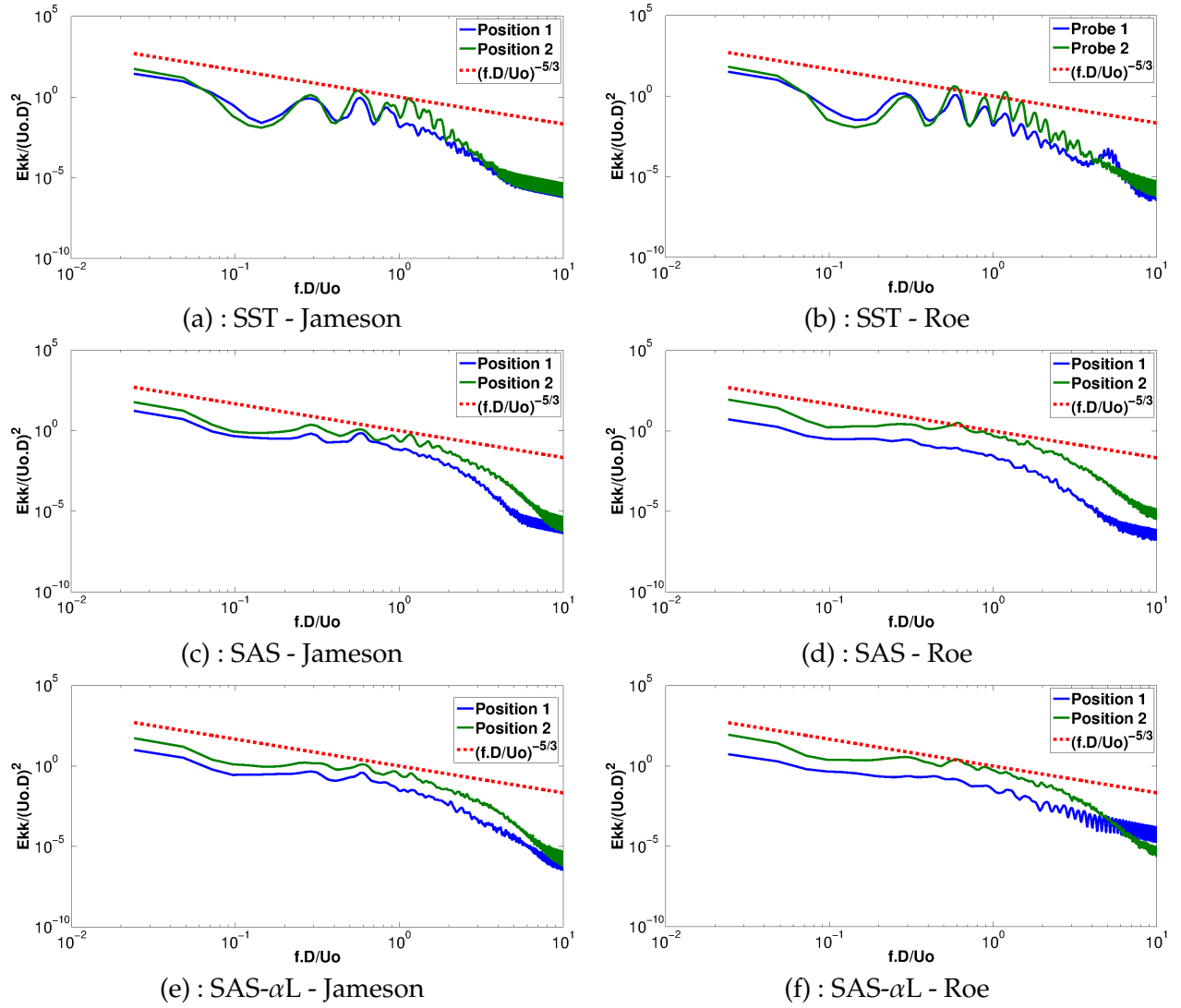


FIGURE 5.15 – Analyse de la convergence de la valeur RMS de la composante verticale de vitesse - schéma de Jameson et de Roe

FIGURE 5.16 – Cylindre (maillage standard - Schéma d'ordre 2) : Spectre de k aux positions P_1 et P_2

5.3.2.3 Simulations à des ordres plus élevés

5.3.2.3.1 But de l'étude

Les méthodes hybrides RANS/LES sont très sensibles aux méthodes numériques employées et en particulier au schéma de discrétisation du terme convectif (Strelets 2001, Deck et al. 2005). A titre d'exemple, Deck et al. (2005) ont mené des simulations ZDES sur l'écoulement d'arrière-corps avec deux schémas de discrétisation du terme convectif : schéma décentré de Roe combiné au limiteur minmod et schéma faiblement dissipatif de type AUSM. Ceux-ci observent que la viscosité numérique réduit drastiquement la gamme d'échelles résolues (figure 5.17).

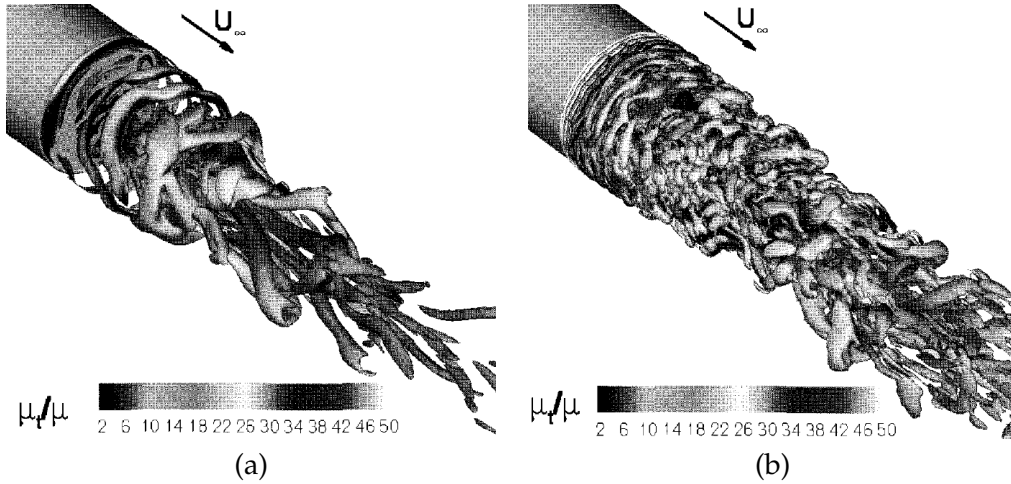


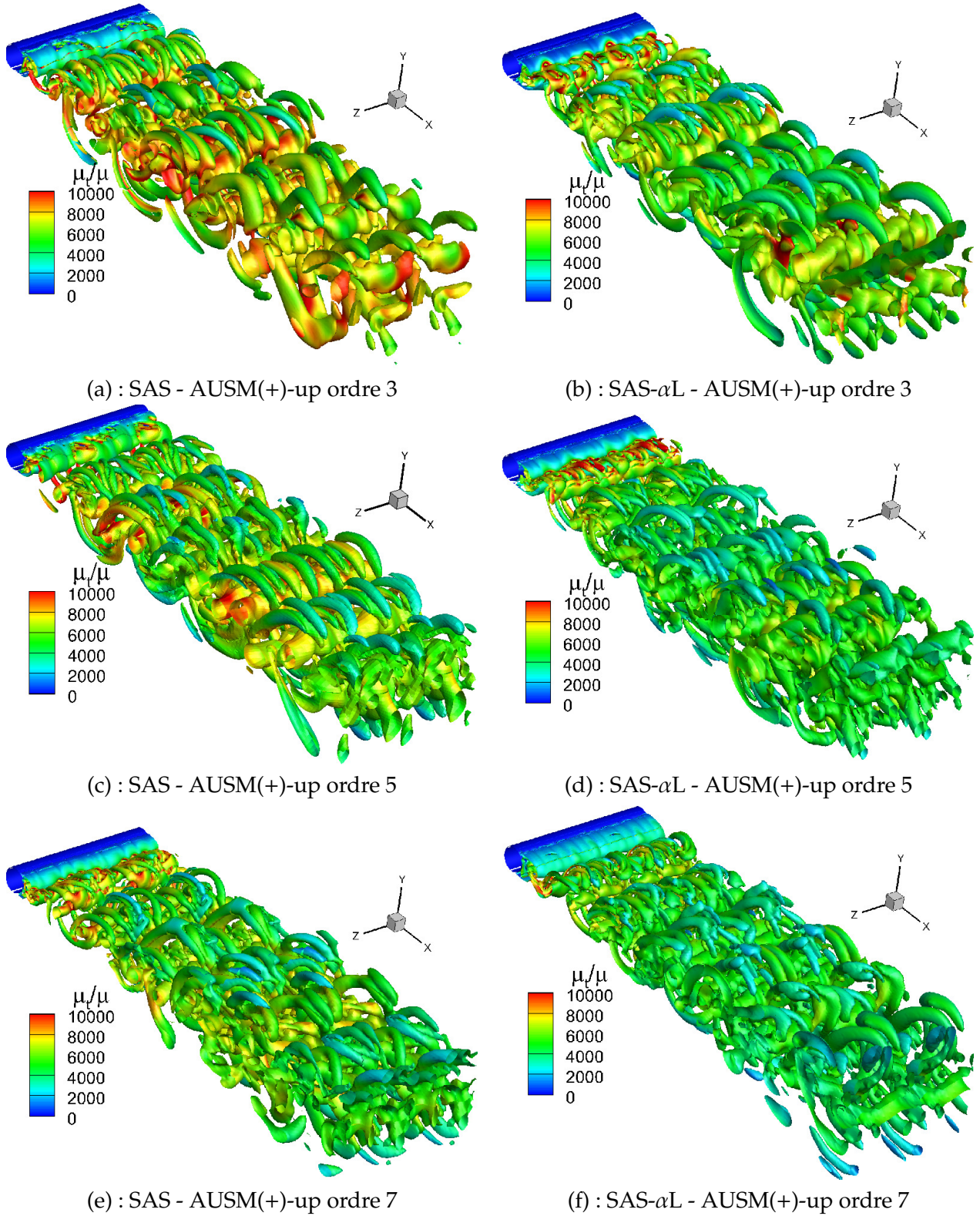
FIGURE 5.17 – Effet du schéma de discrétisation du terme convectif sur une simulation ZDES d'un écoulement d'arrière-corps : (a) schéma de Roe + limiteur minmod - (b) schéma AUSM (Deck et al. 2005).

Il paraît donc opportun d'étudier l'effet de schémas moins dissipatifs sur les capacités de l'approche SAS. Cette étude est d'autant plus justifiée que l'approche SAS est basée sur le constat que les modèles à viscosité turbulente classiques sont trop dissipatifs dans les zones décollées de l'écoulement. Par cohérence, il paraît nécessaire de réduire la viscosité numérique imputable au schéma de discrétisation du terme convectif.

Pour mener cette étude, nous avons bénéficié de l'implantation dans *elsA* de schémas faiblement dissipatifs dits AUSM(+)-up étendus aux ordres 3, 5 et 7 grâce à l'approche MUSCL (Michel et Lantos 2010). Notons cependant que les simulations effectuées avec des schémas d'ordre élevé ne concernent que les modèles SAS et SAS- α L, dans la mesure où ces simulations sont très coûteuses.

5.3.2.3.2 Comparaison qualitative des solutions

La figure 5.18 illustre les iso-surfaces du critère Q obtenues avec les modèles SAS et SAS- α L en schéma d'ordre élevé. L'élévation en ordre du schéma induit une réduction de la viscosité turbulente et une désorganisation du sillage quel que soit le modèle choisi. La figure 5.18 (a) (respectivement (b)) illustre les solutions obtenues en SAS et schéma AUSM(+)-up d'ordre 3 (respectivement en SAS- α L et schéma AUSM(+)-up d'ordre 3). Les sillages obtenus sur les solutions en ordre 3 présentent des allées de von Kármán très distinctes au contraire des sillages issus de calcul avec le schéma d'ordre 7 (figures 5.18 (e) et (f)) qui en plus des allées de von Kármán comportent des structures plus fines. Il en résulte que le schéma AUSM(+)-up d'ordre 7 conduit à des solutions au caractère tridimensionnel plus marqué. Les allées de von Kármán sont plus marquées avec le schéma d'ordre 3 qu'avec les schémas d'ordre 5 et 7 ce qui suggère une solution de type postcritique.

FIGURE 5.18 – Visualisation des iso-surfaces du critère Q ($Q = -250s^{-2}$) à T (maillage standard)

5.3.2.3.3 Comparaison quantitative des solutions

Statistiques dans le plan médian

Une étude statistique similaire à celle effectuée sur les solutions obtenues avec les schémas d'ordre 2 a été effectuée.

La figure 5.19 illustre le champ de vitesse moyenne prévue par les trois schémas d'ordre élevé et les deux modèles de turbulence. Les trois schémas conduisent à des solutions avec un décollement situé en aval de l'axe vertical et avec des couches de mélange infléchies. Notons néanmoins que les zones de recirculation prévues avec les schémas d'ordres 5 et 7 sont plus importantes qu'avec le schéma d'ordre 3 en particulier lorsque le modèle SAS- α L est utilisé. Ainsi, les solutions obtenues avec le schéma d'ordre 3 possèdent les propriétés du régime postcritique. Les autres schémas ont un comportement plus mitigé entre supercritrique et postcritique.

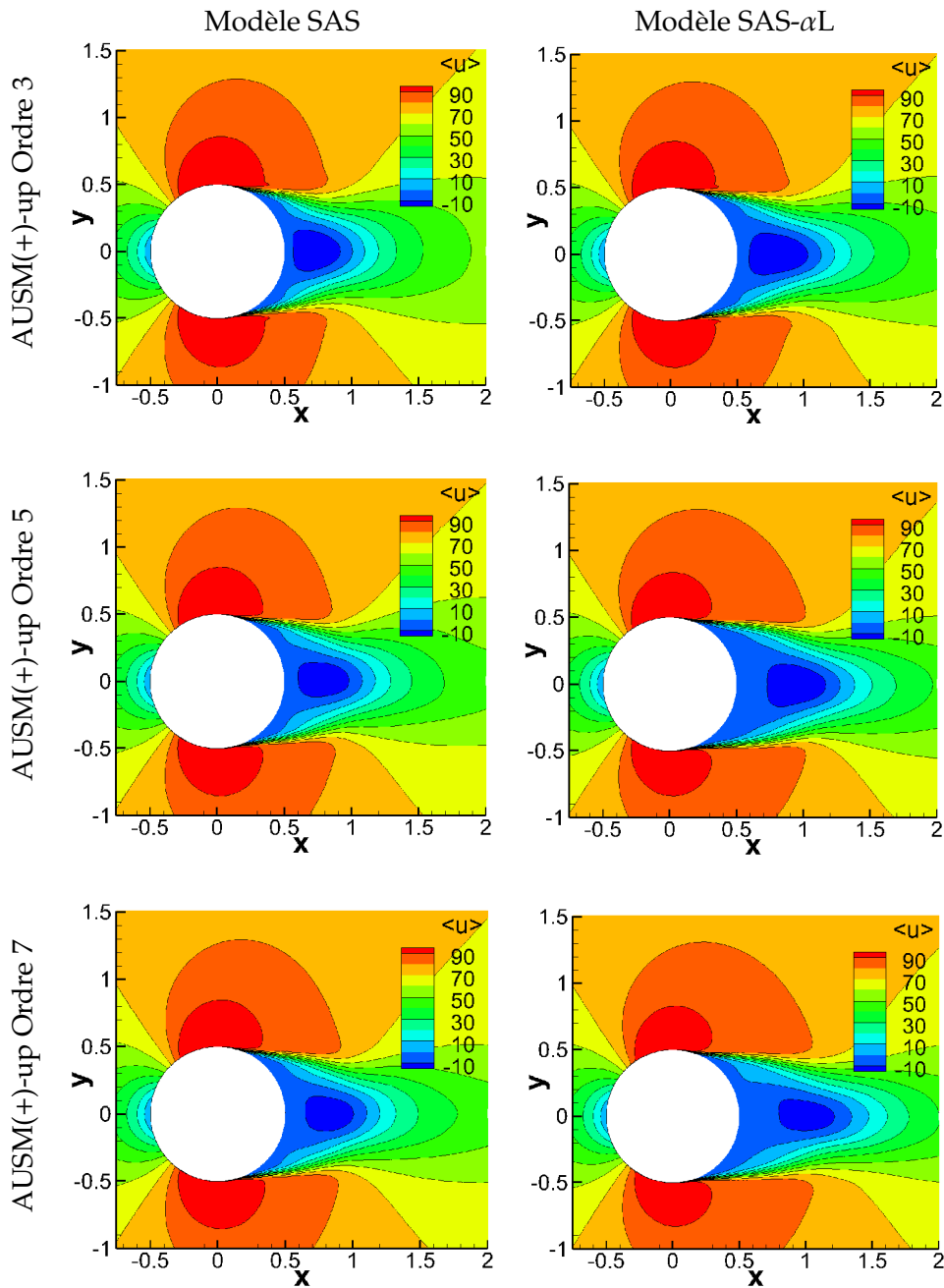


FIGURE 5.19 – Cylindre (maillage standard - Ordre élevé) : champ de vitesse moyenne (composante longitudinale $\langle u \rangle$)

La figure 5.20 (respectivement 5.21) illustre les statistiques calculées sur les quantités turbulentes issues des simulations menées en SAS (respectivement SAS- α L) avec les schémas d'ordre 3, 5 et 7

La montée en ordre des schémas AUSM(+)-up réduit le niveau de viscosité turbulente. Les structures calculées en ordre 3 sont plus grandes qu'aux ordres 5 et 7 et il en résulte un niveau de viscosité turbulente plus important qu'aux ordres 5 et 7 (en particulier avec le modèle SAS). Corrélativement le niveau de k modélisée diminue aussi. Le niveau de k résolue est comparable pour les 3 schémas et est de l'ordre de 80% à 90% de l'énergie cinétique de turbulence totale.

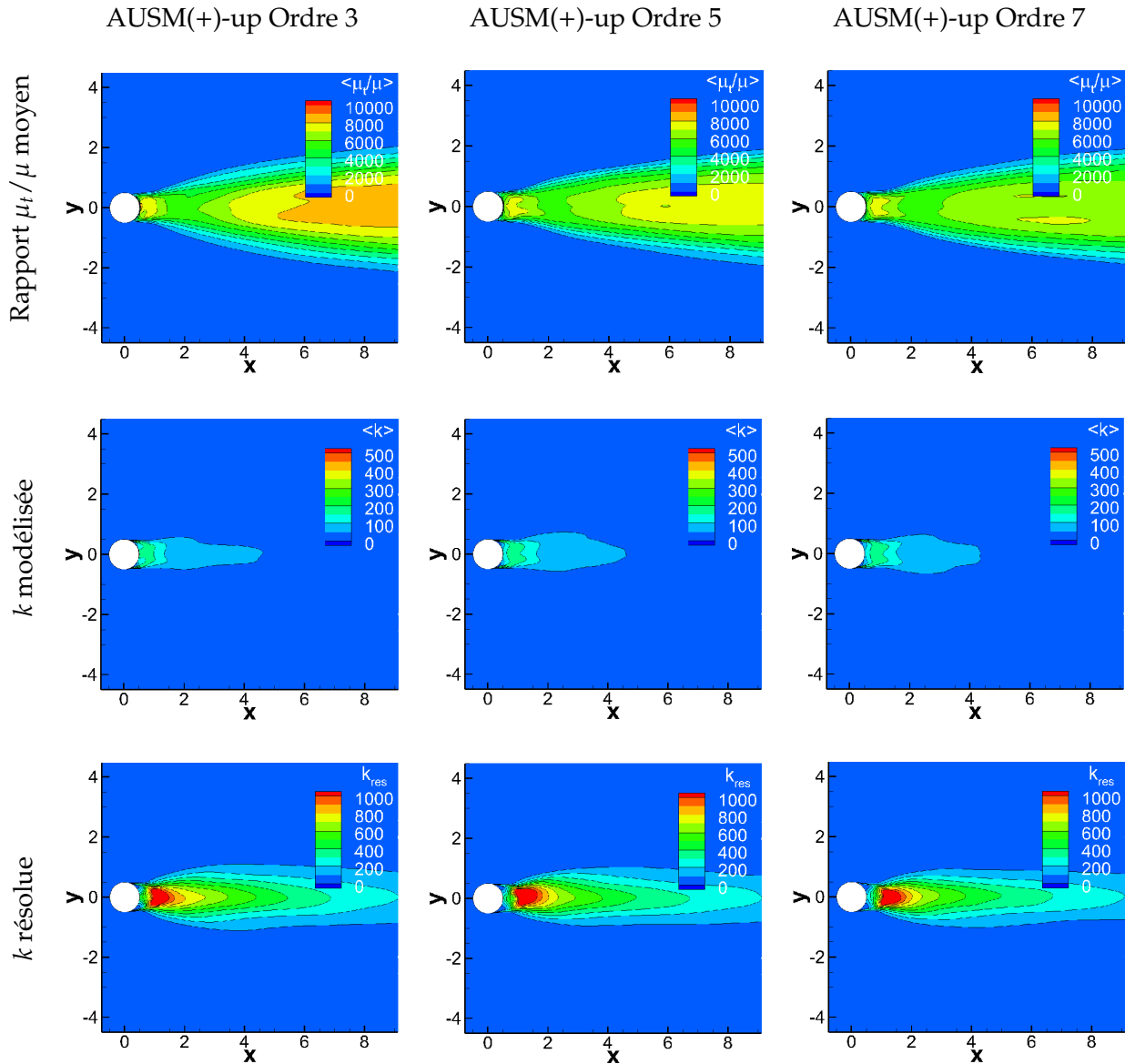


FIGURE 5.20 – Cylindre (maillage standard - modèle SAS - schéma d'ordre élevé) : statistiques dans le plan médian - quantités turbulentes

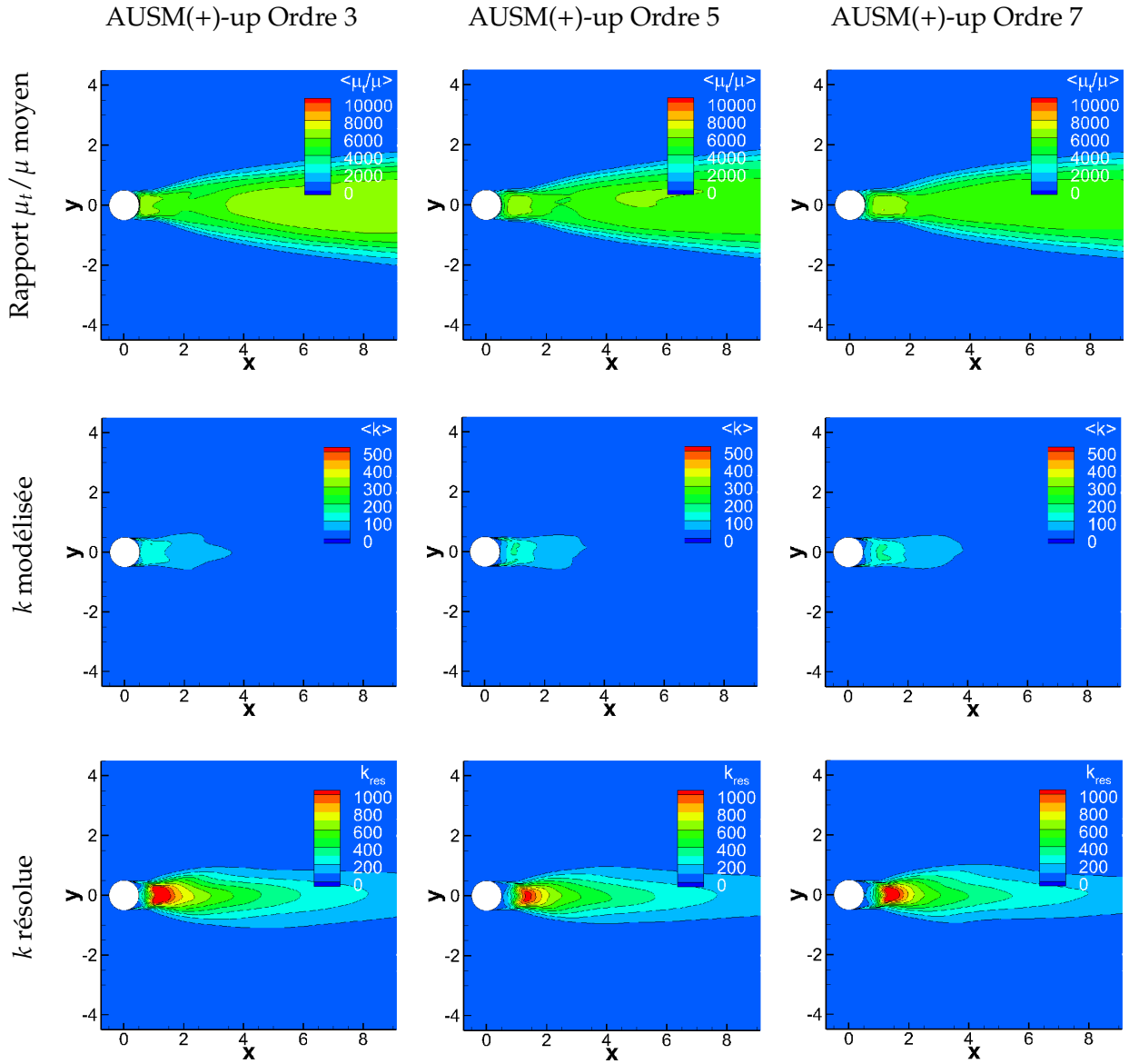


FIGURE 5.21 – Cylindre (maillage standard - modèle SAS- α L - schéma d'ordre élevé) : statistiques dans le plan médian - quantités turbulentes

Coefficients aérodynamiques

Une analyse des coefficients de traînée similaire à celle menée avec les schémas d'ordre 2 a été menée et les résultats sont synthétisés au paragraphe A.2.2.2 de l'annexe A.2.

Etude spectrale

Une analyse des coefficients de traînée similaire à celle menée avec les schémas d'ordre 2 a été menée et les résultats sont synthétisés au paragraphe A.2.2.2 de l'annexe A.2.

5.3.2.4 Comparaison aux bases de données existantes

5.3.2.4.1 Comparaison des coefficients de portance et de traînée

Le tableau 5.1 synthétise les nombres de Strouhal, coefficients d'aplatissement (Fl) et coefficients de dissymétrie (Sk) du coefficient de portance calculés avec chacun des modèles de turbulence et schéma de discrétisation du terme convectif appliqués lors des simulations sur maillage standard. Le coefficient d'aplatissement caractéristique d'une onde sinusoïdale est aussi présenté.

modèle	schéma (ordre)	St	Fl	Sk
onde sinusoïdale	-	-	1,5	-
Expe (Schewe 1983) régime supercritique	-	0,25	3,3	-0,08
Expe (Roshko 1961) régime postcritique	-	0,27	-	-
DES (Travin et al. 1999) régime supercritique	Ordre 5	0,33 – 0,35	-	-
SST	Roe	0,30	1,7	-0,002
SST	Jameson	0,29	1,7	-0,001
SAS	Roe	0,30	2,3	0,023
SAS	Jameson	0,30	2,0	0,010
SAS	AUSM(+)-up (ordre 3)	0,29	1,9	-0,002
SAS	AUSM(+)-up (ordre 5)	0,30	2,1	0,0133
SAS	AUSM(+)-up (ordre 7)	0,30	1,9	0,012
SAS- α L	Roe	0,30	2,6	0,065
SAS- α L	Jameson	0,30	2,2	0,021
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 3)	0,30	2,1	-0,008
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 5)	0,31	2,3	0,0208
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 7)	0,31	2,2	0,008

TABLE 5.1 – Nombre de Strouhal, coefficients d'aplatissement et de dissymétrie du signal de coefficient de portance

Le modèle de turbulence et le schéma numérique n'ont que très peu d'influence sur le nombre de Strouhal. Les valeurs du nombre de Strouhal, prévues par les trois modèles de turbulence combinés avec les différents schémas de discrétisation du terme convectif, sont en accord avec les mesures expérimentales et les prévisions numériques.

L'analyse du coefficient d'aplatissement montre que le modèle SST prévoit une valeur proche du coefficient d'aplatissement d'une onde sinusoïdale (1,5). Cette valeur est cohérente avec la reproduction des seules allées de von Kármán par le modèle SST. Les modèles SAS et SAS- α L ont un comportement plus sensible au schéma utilisé. En effet, le schéma de Roe mène aux plus hautes valeurs du coefficient d'aplatissement qui suggèrent une tendance vers le régime supercritique. Les schémas de Jameson et AUSM(+)-up d'ordre 3 prévoient les plus faibles valeurs du coefficient d'aplatissement qui traduisent une tendance vers le régime postcritique. Les schémas d'ordre 5 et 7 mènent à des comportements qui se situent entre les tendances supercritique et postcritique. Les mêmes conclusions peuvent être tirées du coefficient de dissymétrie.

Le tableau 5.2 compare les prévisions du coefficient de traînée moyen aux données expérimentales. Les valeurs du coefficient de traînée moyen traduisent les mêmes comportements que ceux du coefficient d'aplatissement. Le modèle SST prévoit un coefficient de traînée moyen proche de 0,7 quel que soit le schéma utilisé alors que les prévisions des modèles SAS et SAS- α L en dépendent. Le schéma de Roe mène à de faibles valeurs du coefficient de traînée qui traduisent une solution à tendance supercritique. En effet, à ce régime Schewe (1983) mesure une valeur expérimentale de l'ordre de 0,52. Les schémas de Jameson et AUSM(+)-up d'ordre 3 prévoient les valeurs les plus élevées du coefficient de traînée, ce qui suggèrent une solution à tendance postcritique. Dans ce régime, Roshko (1961) mesure une valeur expérimentale de l'ordre de 0,79. Les autres schémas conduisent à des comportements qui se situent entre ces deux régimes. Le choix du nombre de Reynolds explique ces divers comportements puisqu'il correspond à une zone de transition entre régime supercritique et postcritique où une multitudes d'états instables très proches existent que les schémas numériques peuvent exciter.

modèle	schéma (ordre)	C_D	incertitude
Expe (Schewe 1983) régime supercritique	-	0,52	–
Expe (Roshko 1961) régime postcritique	-	0,79	–
DES (Travin et al. 1999) régime supercritique	-	0,51	–
SST	Roe	0,672	$\pm 0,004$
SST	Jameson	0,623	$\pm 0,004$
SAS	Roe	0,585	$\pm 0,002$
SAS	Jameson	0,593	$\pm 0,003$
SAS	AUSM(+)-up (ordre 3)	0,635	$\pm 0,003$
SAS	AUSM(+)-up (ordre 5)	0,596	$\pm 0,003$
SAS	AUSM(+)-up (ordre 7)	0,582	$\pm 0,0025$
SAS- α L	Roe	0,584	$\pm 0,004$
SAS- α L	Jameson	0,573	$\pm 0,004$
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 3)	0,616	$\pm 0,004$
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 5)	0,556	$\pm 0,004$
SAS- α L	AUSM(+)-up (ordre 7)	0,548	$\pm 0,002$

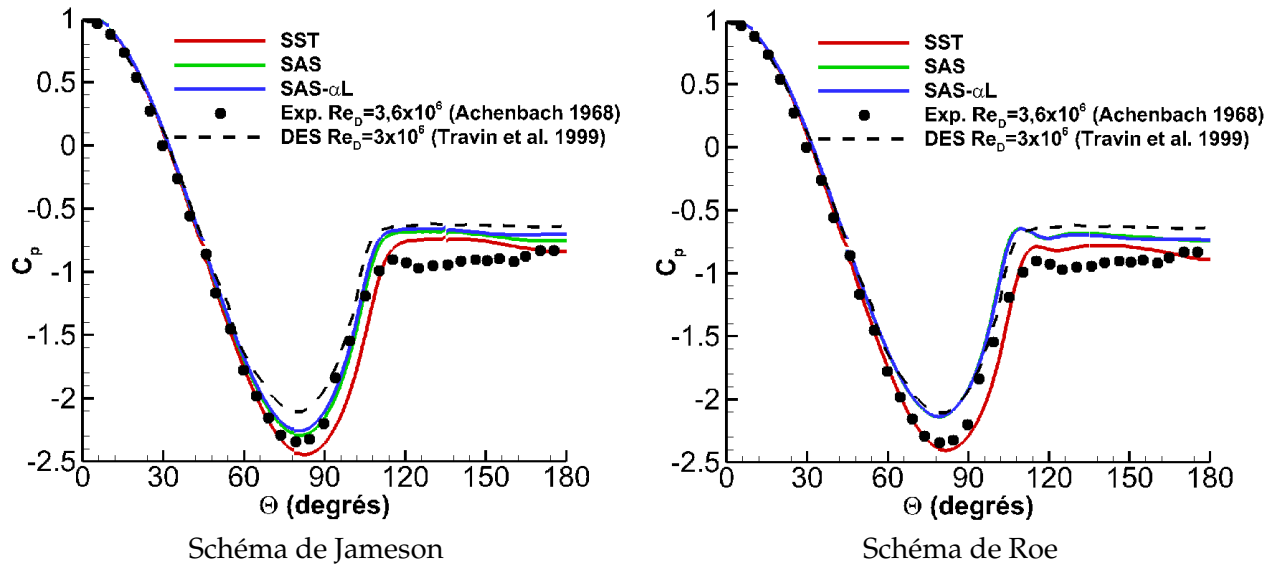
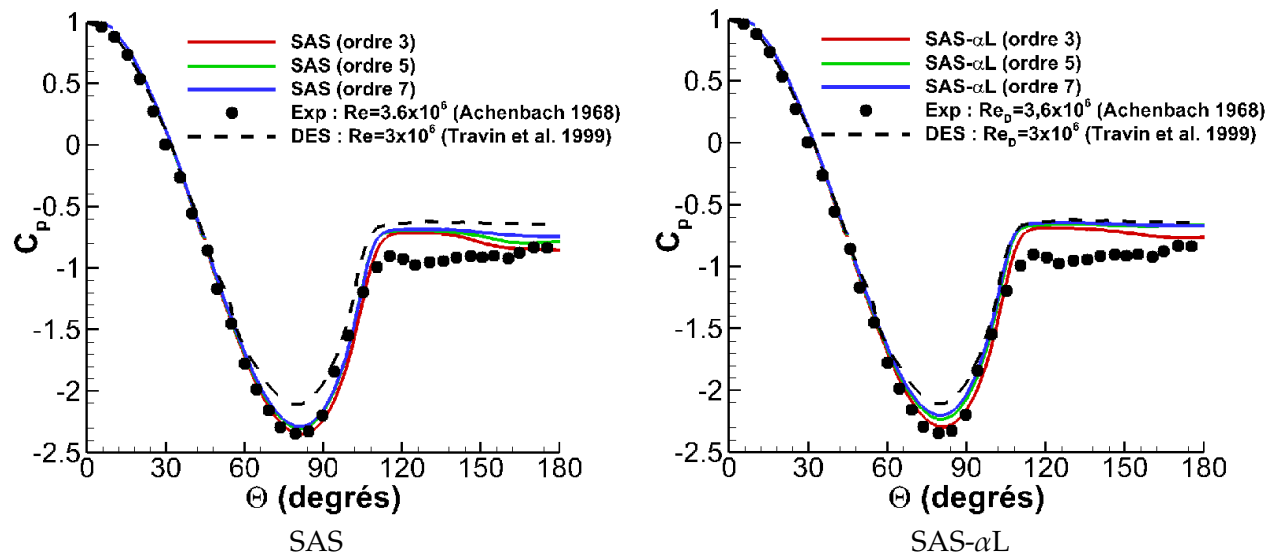
TABLE 5.2 – Coefficients de traînée moyen et incertitude sur l'estimation de la moyenne

5.3.2.4.2 Comparaison des coefficients de pression

Les coefficients de pression obtenus lors de nos simulations sont comparés aux données expérimentales de Achenbach (1968) et DES de Travin et al. (1999). L'expérience de Achenbach (1968) est réalisée à Re_D égal à $3,62 \times 10^6$ et les caractéristiques de l'écoulement étudié correspondent à celle du régime postcritique. La simulation DES de Travin et al. (1999) est réalisée à Re_D égal à 3×10^6 en utilisant un schéma hybride d'ordre 5, les caractéristiques de l'écoulement calculé correspondent à celles du régime supercritique. En régime postcritique, le décollement plus en aval est responsable d'une dépression maximale plus importante (en valeur absolue) et le sillage est plus important qu'en régime supercritique.

La figure 5.22 illustre les répartitions de pression prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L en schémas de Jameson et Roe. Le modèle SST prévoit une distribution de pression en accord avec celle mesurée expérimentalement par Achenbach (1968) quel que soit le schéma employé. L'emploi des modèles SAS et SAS- α L en schéma de Jameson mène à des solutions qui concordent avec les données postcritiques d'Achenbach (1968). En revanche, les modèles SAS et SAS- α L en schéma de Roe mènent à des solutions conformes aux prévisions supercritiques de Travin et al. (1999).

La figure 5.23 compare les répartitions de pression prévues par les modèles SAS et SAS- α L en utilisant des schémas d'ordre élevé. L'emploi du schéma AUSM(+)-up d'ordre 3 concorde avec la répartition de pression de Achenbach (1968) quel que soit le modèle de turbulence choisi. Le cas des schémas d'ordre 5 et 7 est plus complexe. En effet, les coefficients de pression obtenus avec le modèle SAS en schémas AUSM(+)-up d'ordre 5 et 7 coïncident avec celui calculé avec le schéma d'ordre 3. Par conséquent, elles sont de type postcritique. En revanche, les répartitions de pression calculées avec le modèle SAS- α L en schémas AUSM(+)-up d'ordre 5 et 7 sont très proches de celles obtenues en DES par Travin et al. (1999).

FIGURE 5.22 – Comparaison des prévisions de coefficient de pression C_p schémas de Jameson et RoeFIGURE 5.23 – Comparaison des prévisions de coefficient de pression C_p schémas AUSM(+)-up étendus aux ordres 3, 5 et 7

5.3.2.4.3 Comparaison des profils de vitesse

Nous comparons à présent les profils de vitesse obtenus aux abscisses $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$ aux profils obtenus en LES avec loi de paroi par Catalano et al. (2003) à $Re_D = 10^6$ (régime supercritique). Les comparaisons avec les schémas d'ordre 2 sont présentées aux figures 5.24 (Jameson) et 5.25 (Roe). Les comparaisons avec les schémas d'ordre élevé sont présentées aux figures 5.26 (modèle SAS) et 5.27 (modèle SAS- αL).

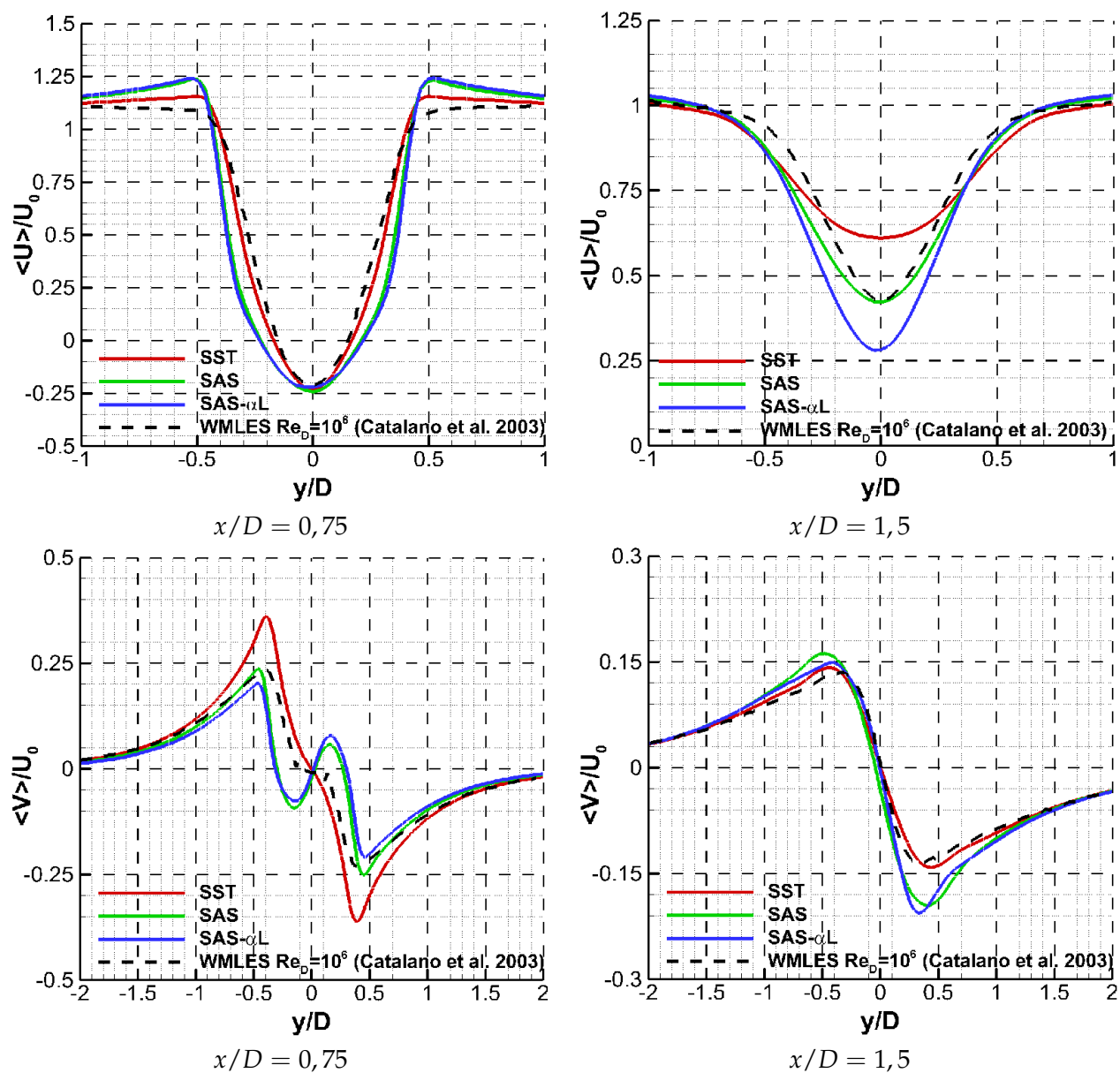


FIGURE 5.24 – Comparaison des prévisions de profils de vitesse moyens aux stations $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$: schéma de Jameson

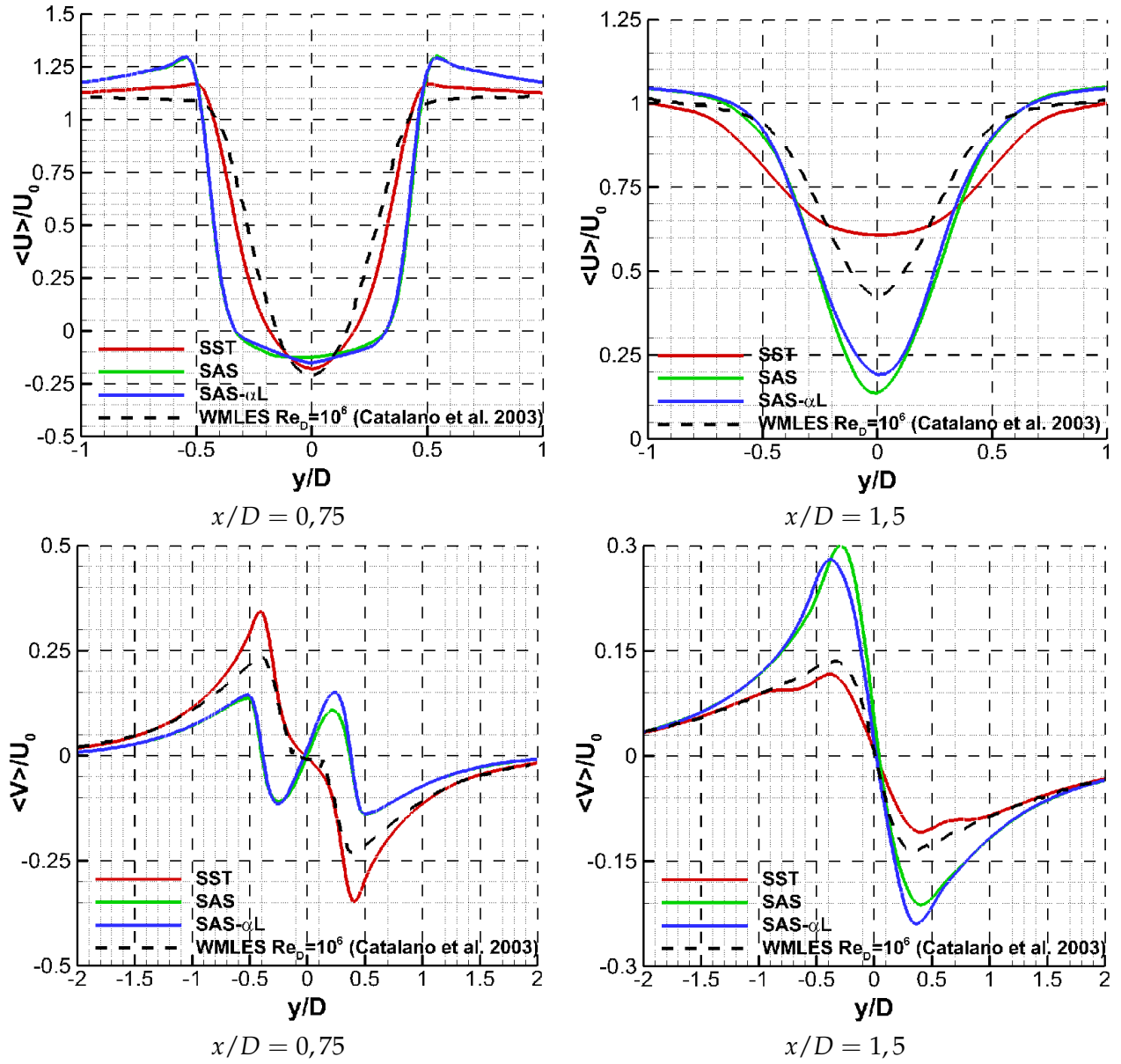


FIGURE 5.25 – Comparaison des prévisions de profils de vitesse moyens aux stations $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$: schéma de Roe

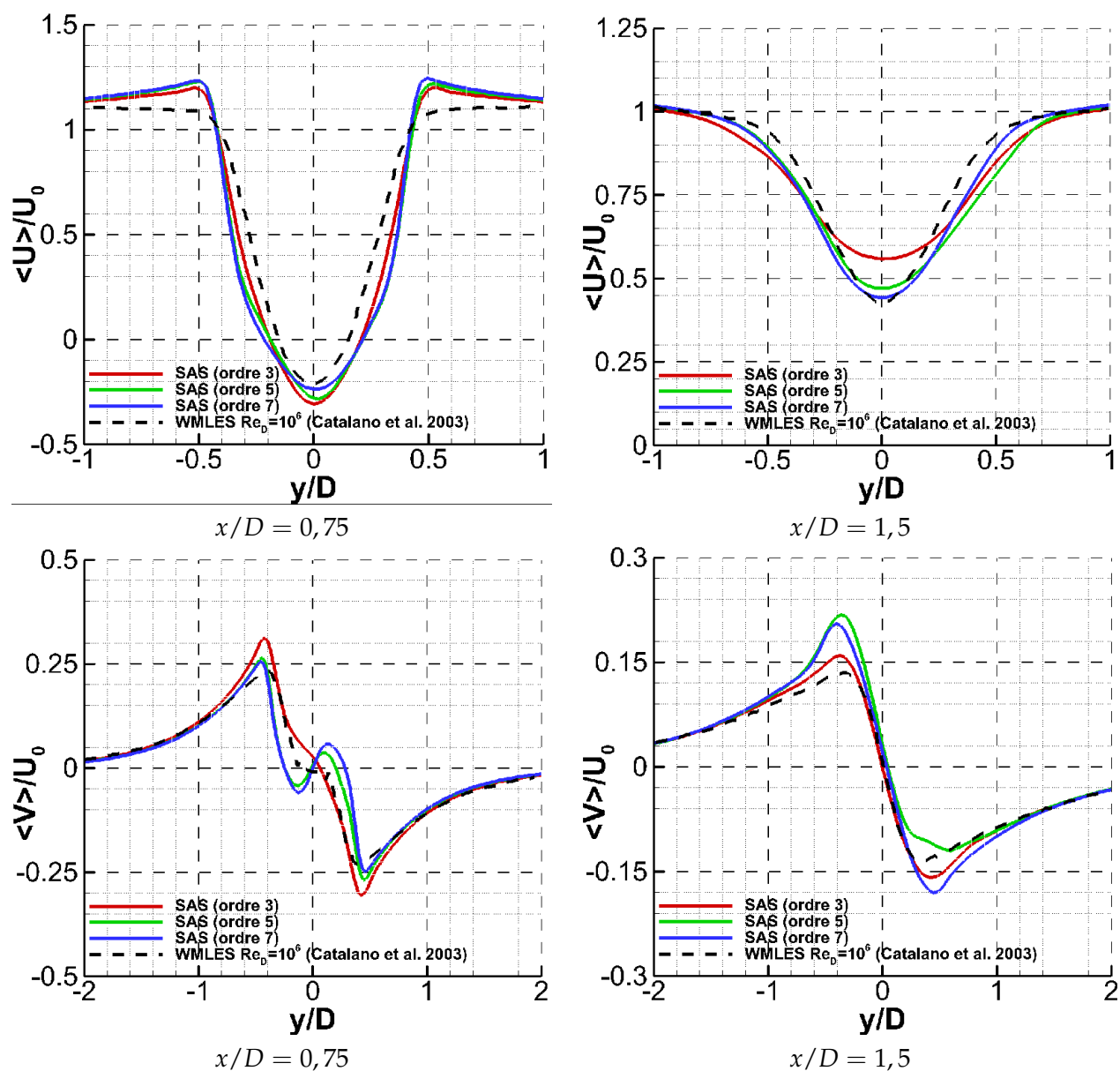


FIGURE 5.26 – Comparaison des prévisions de profils de vitesse moyens aux stations $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$: modèle SAS schémas d'ordre élevé

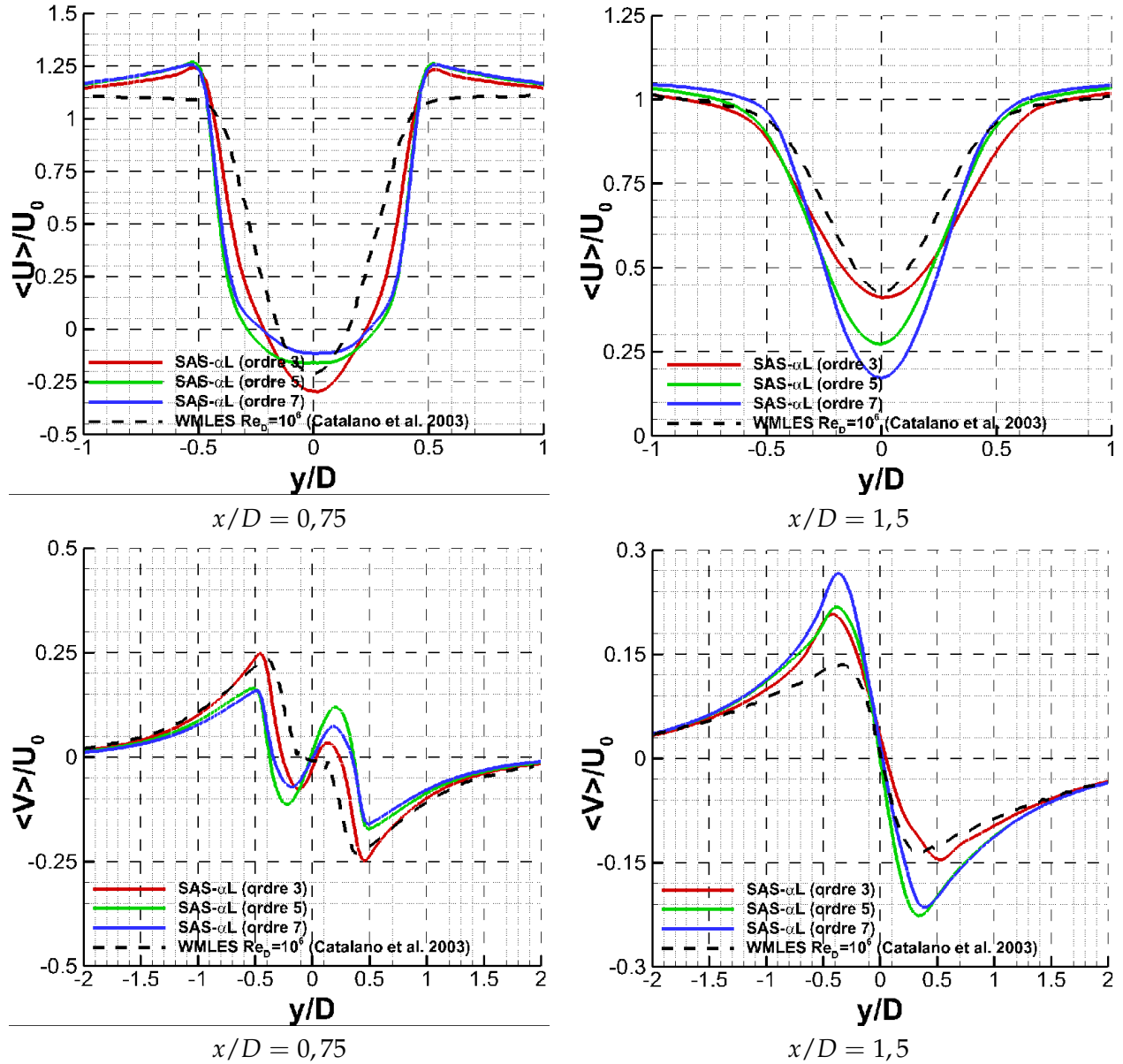


FIGURE 5.27 – Comparaison des prévisions de profils de vitesse moyens aux stations $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$: modèle SAS- α L schémas d'ordre élevé

Les combinaisons modèle/schéma qui présentent les caractéristiques d'une solution supercritique (SAS et SAS- α L en Roe, SAS- α L en AUSM(+)-up d'ordre 5 et 7) prévoient des profils qui ne concordent pas avec ceux de Catalano et al. (2003) au contraire des autres combinaisons qui possèdent des propriétés postcritiques et dont les prévisions concordent avec celles de Catalano et al. (2003). Cette observation est contradictoire avec le nombre de Reynolds considéré par Catalano et al. (2003) qui le situe en régime supercritique. Toutefois, le régime auquel correspond la solution calculée par Catalano et al. (2003) ne semble pas correspondre au régime supercritique. En effet, le point de décollement est situé en aval et le sillage prévu est peu évasé contrairement à ce qui est observé en régime supercritique (figure 5.28). Par ailleurs, les solutions URANS (modèle $k - \varepsilon$) calculées par ces mêmes auteurs prévoient des profils de vitesse qui ont des caractéristiques comparables à celles que nous avons calculées et qualifiées de supercritique (figure 5.29).

Les profils prévus en WMLES semblent représentatifs du régime postcritique. Cette supposition semble se confirmer par des simulations WMLES, mentionnées par Catalano et al. (2003), à plus haut nombre de Reynolds (régime postcritique) qui ne reproduisent pas la sensibilité de l'écoulement au nombre de Reynolds qui devrait être observée lors du passage du régime

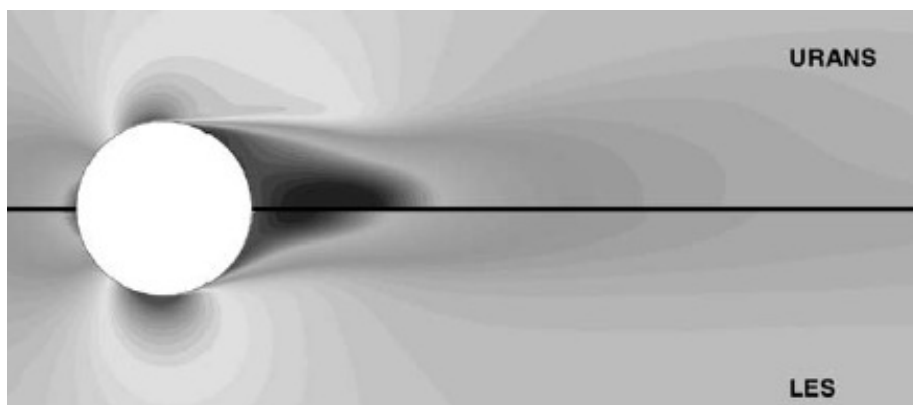


FIGURE 5.28 – Comparaison des champs de vitesse moyenne obtenus en URANS et en LES (Catalano et al. 2003)

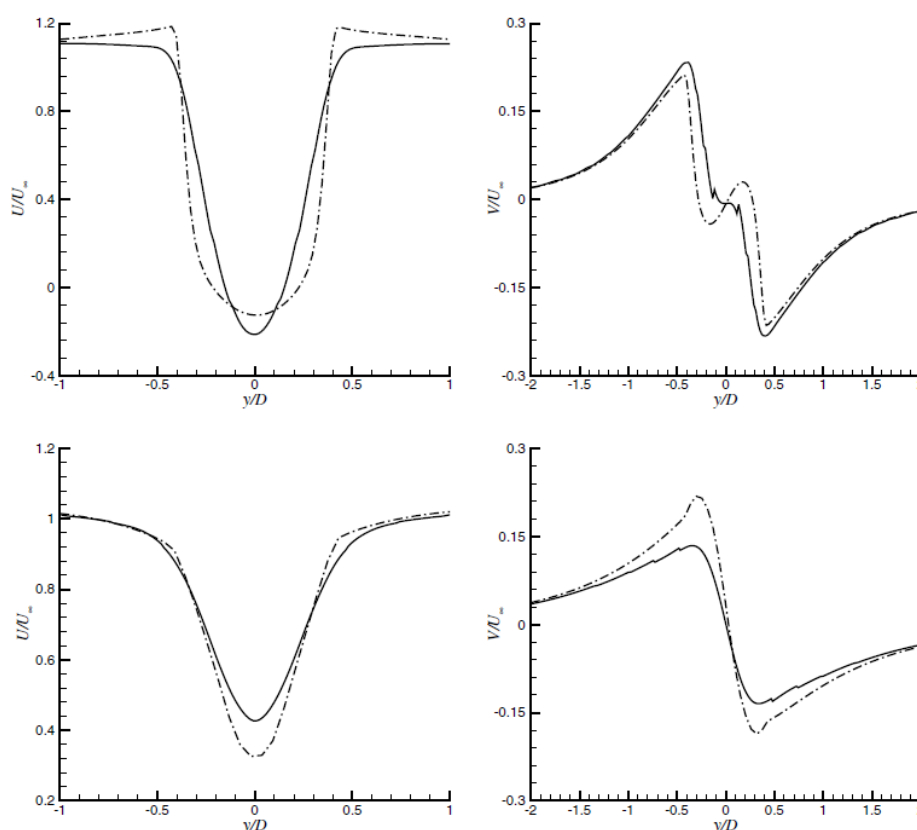


FIGURE 5.29 – Comparaison des profils de vitesse prévus en URANS (.-.) et LES (—) aux abscisse $x/D = 0,75$ et $x/D = 1,5$ (Catalano et al. 2003)

supercritique au régime postcritique. Cette observation suggère que le régime postcritique est atteint. Ce comportement semble être dû à deux facteurs :

- Les auteurs utilisent une loi de paroi dont les tensions de Reynolds sont issues d'une couche limite pleinement turbulente qui n'est pas représentative de la richesse de la physique de la couche limite qui se développe autour d'un cylindre en régime supercritique.
- Les auteurs mentionnent que la loi de paroi appliquée se comporte comme une rugosité et par conséquent il n'est pas exclu que la transition vers le régime postcritique ait été avancée à cause de ce facteur d'influence des écoulements autour de cylindre (voir paragraphe 5.1.5).

Notons cependant qu'il ne s'agit ici que d'une proposition d'explication qui ne peut être confirmée ou infirmée du fait de l'inexistence de données expérimentales à haut nombre de Reynolds.

5.4 CONCLUSIONS

L'étude de l'écoulement autour du cylindre a montré la supériorité des modèles SAS et SAS- α L à reproduire la physique de l'écoulement dans le sillage du cylindre en capturant une gamme d'échelle de turbulence plus importante conformément à une turbulence tridimensionnelle. Elle a permis de valider le fonctionnement de notre code de calcul et d'améliorer notre compréhension du modèle SAS. Elle a aussi montré que le modèle SAS- α L permettait d'atteindre un niveau de viscosité turbulente plus faible qu'avec le modèle SAS.

Cette étude a montré l'importante sensibilité de cet écoulement aux paramètres de la simulation (modèle de turbulence, schéma numérique) qui conduit à deux états physiques différents. L'influence du schéma numérique est très faible pour le modèle SST alors qu'elle est très importante pour les modèles SAS et SAS- α L comme il a été observé sur d'autres approches telles que la LES ou encore la DES. En revanche, nous avons été confrontés au manque de données expérimentales sur cette configuration. En effet, les données dynamiques détaillées n'existent pas sur les cas d'écoulement de cylindre à fort nombre de Reynolds. Or, il paraît désormais nécessaire de disposer de données dynamiques plus exhaustives pour analyser de manière approfondie les nouvelles approches instationnaires. Enfin, il paraît nécessaire de reconduire des expériences sur le cylindre en prenant soin de limiter l'effet des paramètres d'influence évoqués au début de ce chapitre et d'étudier finement le comportement complexe de cet écoulement lors du passage du régime supercritique au régime postcritique.

CAS TEST N°3 : ÉCOULEMENT SUR LA CONFIGURATION DE MARCHE DESCENDANTE DE DRIVER ET SEEGMILLER

6

DANS ce chapitre, l'étude du deuxième cas académique est exposée. Le cas retenu ici, est l'écoulement de marche descendante basé sur la configuration expérimentale de Driver et Seegmiller (1985). Une étude analogue a été conduite par Menter et al. (2009) et Menter et Egorov (2010) et a montré les limites de l'approche SAS. En conséquence, cet écoulement est particulièrement indiqué pour comparer les trois modèles SST, SAS et SAS- α L et en particulier pour quantifier les apports du modèle SAS- α L par rapport au modèle SAS. D'abord, un bref état de l'art des connaissances actuelles des écoulements de marche descendante est fourni. Puis, l'étude numérique à proprement parler est exposée. Divers aspects sont alors étudiés : l'influence du modèle de turbulence, l'effet du schéma numérique et enfin l'impact des conditions amont. Outre l'analyse de la structure de l'écoulement, chaque combinaison modèle de turbulence - schéma de discrétisation a donné lieu à des comparaisons aux profils de vitesse expérimentaux. Enfin, quelques axes de réflexion complémentaires sont suggérés pour susciter des travaux ultérieurs.

6.1 ETAT DE L'ART

6.1.1 Intérêt de la configuration de marche descendante

Les approches hybrides RANS/LES et URANS avancées telle que l'approche SAS étudiée au cours de nos travaux de thèse sont principalement dédiées aux configurations sujettes à un décollement massif. Deux types de décollement existent : ceux qui sont induits par un gradient de pression adverse et ceux qui sont dus à la géométrie. Les deux cas sont rencontrés sur les configurations aéronautiques. Dans le premier cas, le point de décollement peut varier en fonction des caractéristiques de l'écoulement et est par conséquent plus difficile à capter. Une telle situation a été étudiée au chapitre 5 portant sur l'écoulement autour du cylindre. Dans le second cas, le point de décollement est imposé par une rupture dans la géométrie et ne varie pas. La marche descendante étudiée dans ce chapitre appartient au deuxième cas dans la mesure où le décollement est provoqué par la marche. Ainsi, la difficulté de l'écoulement de marche descendante ne réside pas dans la prévision du décollement mais dans celle du recollement et de la restructuration de la turbulence en aval. Ces caractéristiques en font un cas test académique d'écoulement cisaillé pour la validation des modèles de turbulence.

6.1.2 Physique de l'écoulement de marche descendante

6.1.2.1 Généralités

L'écoulement de marche descendante se décompose en trois zones : la couche limite en amont de la marche, la zone de séparation qui se situe entre le bec de la marche et le point de recollement et la zone de relaxation située au-delà du point de recollement (figure 6.1). Une couche de mélange se développe au niveau du bec de la marche et une zone de recirculation en bordure la frontière inférieure.

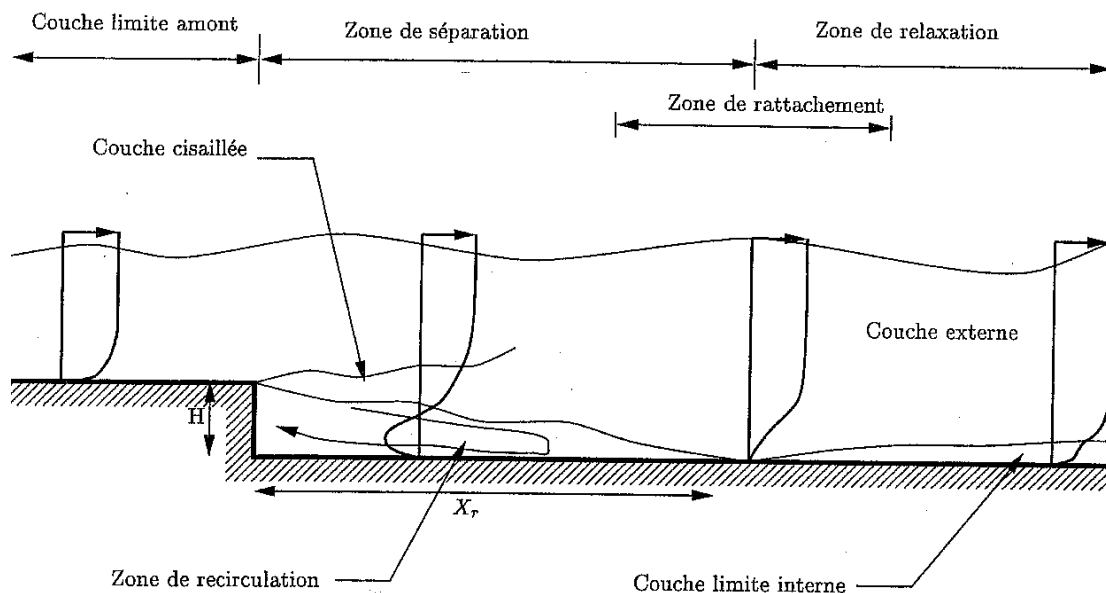


FIGURE 6.1 – Différentes régions caractéristiques présentes dans un écoulement décollé (Delcayre 1999)

6.1.2.2 La couche cisaillée

La couche de mélange classique (libre) a fait l'objet de multiples études. En revanche, la littérature traitant des couches de mélange issues de décollement est beaucoup moins riche, bien que les deux types de couche de mélange présentent des différences fondamentales. A cause de la proximité de la paroi et du recollement, la couche cisaillée a un développement

limité ce qui modifie l'évolution des structures qui y résident. De même, la courbure et le gradient de pression adverse ont une influence sur le mécanisme de création des tourbillons. Enfin, il existe une interaction forte entre la couche cisailée instationnaire et le recollement par le biais d'éventuels écoulements de retour qui influent sur le mécanisme de décollement lui-même.

Très rapidement, en aval du décollement, le profil de vitesse présente un point d'inflexion et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui en résulte génère des structures cohérentes caractéristiques des couches de mélange. Ces structures ont clairement été identifiées par Ruderich et Fernholz (1986). Les travaux de Pronchick et Kline (1983) mènent à deux conclusions. La première est que le mécanisme de création des tourbillons est initié dès le décollement et continue sur une distance égale à deux ou trois fois la hauteur de marche (H). La croissance de la couche de mélange est alors le résultat d'appariements qui s'atténuent au-delà de $3H$. La deuxième est la prédominance d'un comportement quasi-bidimensionnel dans cette zone. En effet, en se basant sur des visualisations de la zone proche du décollement, Pronchick et Kline (1983) suivent les "streaks" (tourbillons longitudinaux se formant en très proche paroi dans une couche limite) issues de la couche limite et observent que ces structures disparaissent très rapidement dans la couche de mélange. La disparition des "streaks" et la prédominance du mécanisme d'appariement confèrent ce comportement bidimensionnel à la couche de mélange, au début du décollement.

6.1.2.3 Recollement et restructuration aval

La description de la zone de recollement est plus confuse et ne fait pas l'objet d'un consensus au sein de la communauté scientifique. Pronchick et Kline (1983) observent la multiplication de petites structures à mesure que la zone visualisée se rapproche du point de recollement. De plus, ceux-ci constatent deux types de comportement des structures issues de la couche de mélange. Une première partie de ces structures passe au-delà du point de recollement sans modification importante et est de fait advectée dans la zone de relaxation. La seconde partie est quant à elle constituée des tourbillons qui impactent la paroi et perdent leur cohérence à grande échelle. Ces structures de petite taille peuvent intégrer la zone de recirculation ou alors être advectées vers l'aval.

En aval du recollement, la présence de structures de grande échelle est largement acceptée

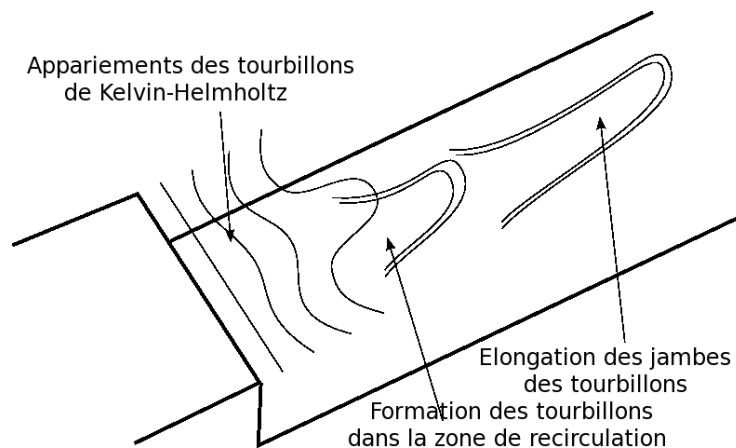


FIGURE 6.2 – Explication schématique de la formation des tourbillons en Λ lâchés en aval de la zone de rattachement (Delcayre 1999)

(Kiya et Sasaki 1983, Troutt et al. 1984, Sasaki et Kiya 1991, Bandyopadhyay 1991). Des structures en Λ ont été identifiées par Sasaki et Kiya (1991). Celles-ci sont formées dans la couche cisailée qui se tridimensionnalise avant le recollement. Ce processus est synthétisé sur le schéma explicatif de la figure 6.2. La présence et la persistance de grosses structures semblent être responsables du temps de latence nécessaire à la restructuration de la couche limite. A titre d'exemple, Le et al. (1997) étudient par la DNS un écoulement de marche descendante pour lequel la longueur de recirculation L_R est égale à $6,28H$ et retrouvent une loi logarithmique dans la couche limite pour

$x = 51H$. Ils observent cependant que même à cette distance les niveaux d'équilibre pour les tensions turbulentes ne sont pas retrouvées.

6.1.2.4 Fréquences caractéristiques

Les expériences menées sur les marches descendantes ont permis d'identifier deux fréquences caractéristiques. La haute fréquence est associée à l'émission de tourbillons de type Kelvin-Helmholtz et la basse fréquence au battement de la couche cisailée. Le battement de la couche de mélange est dû à l'accumulation de structures tourbillonnaires (Kiya et Sasaki 1983). Quand la vorticité totale devient trop importante dans cette zone, elle laisse échapper un tourbillon qui conduit à une longueur de recirculation plus courte. Les structures qui étaient piégées dans la zone de recirculation peuvent alors remonter vers la couche cisailée et être convectées en aval. Le battement de la couche de mélange est responsable des fluctuations de la longueur de recollement qui peuvent atteindre 30% de sa valeur moyenne (Aubrun et al. 2000).

6.1.2.5 Paramètres d'influence de l'écoulement de marche descendante

Divers paramètres ont une influence sur les caractéristiques moyennes de l'écoulement de marche descendante :

- régime (laminaire ou turbulente) de la couche limite amont ;
- rapport entre l'épaisseur δ de la couche limite et la hauteur de marche H : δ/H ;
- nombre de Reynolds de l'écoulement d'entrée : $Re_H = \frac{U_0 H}{\nu}$;
- taux de turbulence extérieur à la couche limite ;
- dans les cas expérimentaux, le taux d'expansion défini par $E_0 = \frac{H_2}{H_1}$ où H_1 et H_2 sont respectivement les hauteurs de canal amont et aval et le rapport d'aspect $A_0 = \frac{L_Z}{H}$ où L_Z est l'envergure du canal.

Nous ne développons ici que l'influence de la couche limite amont. Toutefois, une revue plus exhaustive de l'influence des paramètres mentionnés ci-dessus, est fournie par les références suivantes : Ha Minh (1975), Brederode et Bradshaw (1978), Eaton et Johnston (1980), Adams et Johnston (1988a;b), Isomoto et Honami (1989),  t gen (1991).

L'influence de la couche limite amont a été étudiée par plusieurs expérimentateurs. Les travaux précurseurs de Eaton et Johnston (1980) montrent que l'entraînement de la couche de mélange diffère de manière importante suivant que la couche limite amont est turbulente ou laminaire. Une couche cisailée issue d'une couche limite amont laminaire présente un entraînement supérieur par rapport au cas où la couche limite amont est turbulente. La principale raison de cette différence réside dans le processus de transition où les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont mieux formés dans le cas laminaire.

6.1.3 Choix de la configuration expérimentale de Driver & Seegmiller

Les travaux de Lasher et Taulbee (1992) ont montré que les bases de données expérimentales antérieures à 1981 ne sont pas pertinentes du fait de l'utilisation exclusive du fil chaud dont le temps de réponse n'est pas adapté aux intensités turbulentes (basées sur U_0) rencontrées dans ce type d'écoulement (30%). Par ailleurs, le fil chaud ne permet pas de mesurer l'écoulement de retour.

L'expérience de Driver et Seegmiller (1985) a donné lieu à une campagne d'essais plus exhaustive après qu'elle ait été proposée à la conférence de Stanford en 1981 (Eaton 1981), comme cas de référence pour l'évaluation des modèles de turbulence. Les caractéristiques de cette expérience sont synthétisées au tableau 6.1. Cette expérience a donné lieu à une base de données bien documentée et les estimations d'incertitude sont faibles ($\pm 15\%$ dans la zone de recirculation et $\pm 8\%$ partout ailleurs). De plus, les travaux de Lasher et Taulbee (1992) suggèrent que le taux d'expansion doit être inférieur à 1,10 sous peine d'avoir une prédominance des effets de pression sur les effets de turbulence. Un autre point à mettre au crédit de la configuration de Driver et Seegmiller (1985) est le nombre de Reynolds Re_H caractéristique de cette expérience. En

Nombre de Reynolds	$Re_H = U_0 H : \nu$
Epaisseur de couche limite en entrée : δ	$\delta = 1,5H$
Epaisseur de la quantité de mouvement en entrée : θ	$\theta = 0,154H$
Taux d'expansion : E_0	$E_0 = H_2/H_1 = 1,125$
Rapport d'aspect : A_0	$A_0 = L_Z/H = 12$
Recirculation principale : L_{R1}	$L_{R1} = 6,26H$
Recirculation secondaire : L_{R2}	$L_{R2} = H$
Période des tourbillons de KH : T_1	$T_1 = 10H/U_0$
Période du battement de la couche de mélange : T_2	$T_2 = 33H/U_0$

TABLE 6.1 – Caractéristiques physiques de l'écoulement de marche descendante sur la configuration de Driver et Seegmiller (1985)

effet, dans cette expérience, Re_H est égal à 37500, ce qui évite les effets bas Reynolds rencontrés dans d'autres bases de données obtenues à des nombres de Reynolds plus faibles (Jovic 1996). Enfin, cette configuration a été étudiée par Menter et al. (2009) et Menter et Egorov (2010) ce qui a montré les limites de l'approche SAS et a motivé la proposition du modèle SAS- α L. Elle est donc particulièrement indiquée pour mesurer les apports de ce modèle.

6.2 ETUDE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT DE MARCHE DESCENDANTE

6.2.1 Paramètres de la simulation numérique

Le domaine de calcul, illustré à la figure 6.3 possède les caractéristiques suivantes :

- étendue : $34H$ ($4H$ avant la marche et $30H$ en aval) ;
- hauteur : $9H$ (en incluant la hauteur de marche) ;
- envergure : $4H$;

Ce domaine de calcul est maillé grâce à 5×10^6 noeuds particulièrement concentrés dans la

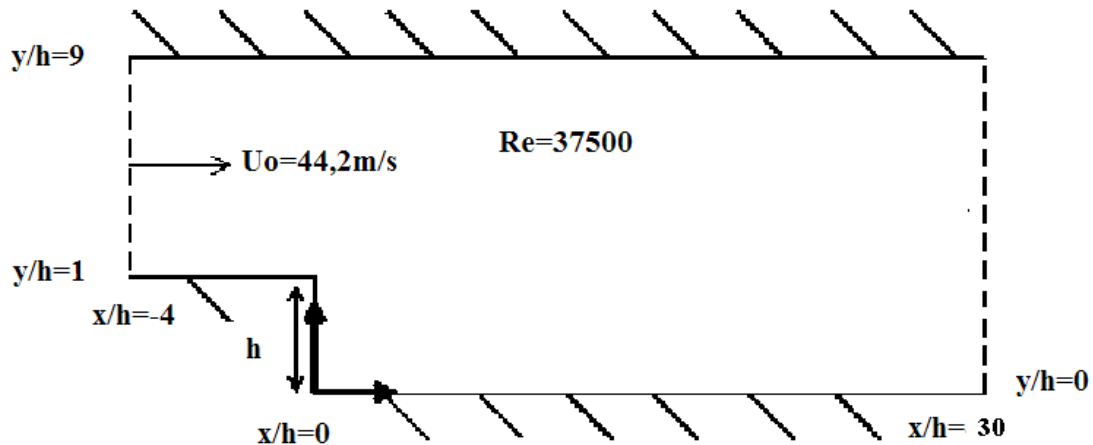


FIGURE 6.3 – Caractéristiques géométriques du domaine de calcul de la marche descendante

couche de mélange et la zone de recirculation (voir figure 6.4).

Un profil de vitesse possédant les mêmes caractéristiques que la couche limite expérimentale ($M = 0,128$; $Re_\theta = 5000$) a été généré numériquement à partir d'une solution de calcul de couche limite turbulente de plaque plane avec le modèle SST puis symétrisé pour reproduire la couche limite sur la paroi haute et injecté en entrée de domaine. Les parois haute et basse sont supposées adiabatiques et les couches limites y sont résolues ($\Delta y^+ < 1$). Une condition de débit est imposée en sortie de domaine et une condition de périodicité est imposée aux limites latérales du domaine.

Le pas de temps Δt est choisi égal à $0,7\mu s$ de manière à satisfaire le critère $CFL < 1$ dans toutes les cellules du maillage. Par ailleurs, ce pas de temps présente une différence de l'ordre de trois

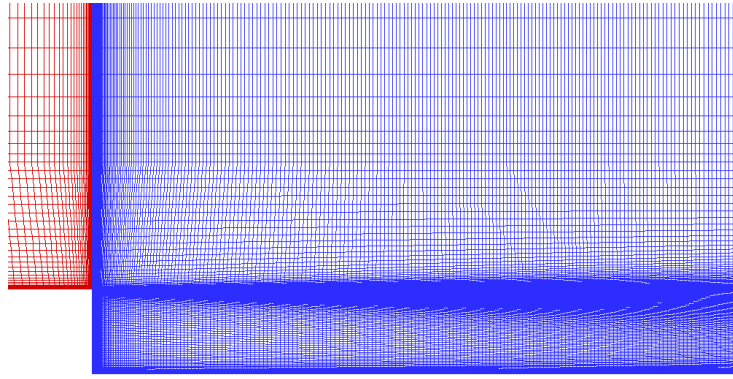


FIGURE 6.4 – Coupe dans le plan médian du maillage de la configuration de marche descendante

ordres de grandeur avec la période d'émission des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Chaque simulation a été menée pendant 0,182s soit 600 temps de convection $\frac{H}{U_0}$. Après un régime transitoire de 0,112 secondes soit environ 370 temps de convection, les moyennes de vitesse ont été calculées en considérant 10000 échantillons répartis régulièrement sur les 230 temps de convection restants. La durée considérée pour mener les moyennes correspond à 20 périodes des tourbillons de Kelvin-Helmholtz et environ 7 périodes du battement de la couche de mélange.

6.2.2 Influence du modèle de turbulence

6.2.2.1 Topologie de l'écoulement

Le but poursuivi ici double : d'une part reproduire l'échec du modèle SAS sur le cas de la marche descendante, d'autre part évaluer l'apport de la formulation SAS- α L. Ces simulations utilisent un schéma de discrétisation centré du second ordre (Jameson) auquel est associé un terme de dissipation scalaire du quatrième ordre χ_4 égal à 0,008. La figure 6.5 montre les iso-surfaces du critère Q prévues par les trois modèles de turbulence : SST, SAS et SAS- α L.

Classiquement, le modèle SST prévoit une solution stationnaire. En effet, de façon générale, les modèles à viscosité turbulente (EVM) classiques prévoient des solutions stationnaires sur cette configuration. Ces prévisions sont la conséquence de l'hypothèse de Boussinesq. Celle-ci suppose l'alignement du tenseur d'anisotropie et du tenseur de déformation et conduit à une surestimation de la production turbulente et de la viscosité turbulente, empêchant le développement des instabilités (Carpy 2006, Carpy et Manceau 2006).

Le modèle SAS, bien que visant l'adaptation du niveau de viscosité turbulente dans les zones instationnaires, a montré qu'il était incapable de prévoir une solution instationnaire sur la configuration de marche descendante de Driver et Seegmiller (1985) (Menter et al. 2009). Nos simulations avec le modèle SAS implanté dans *elsA* confirment ce résultat.

Au chapitre 2, nous avons exposé les limites du modèle SAS dans les configurations de couche cisailée mince telle que les couches de mélange et nous avons proposé une amélioration à travers le modèle SAS- α L. Il apparaît que le modèle SAS- α L est capable de prévoir une solution faiblement instationnaire puisque l'enroulement primaire quasi-bidimensionnel des rouleaux issus de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est bien visible. En revanche, la tridimensionnalisation de l'écoulement observée expérimentalement ou dans le cadre de simulations plus précises (LES, DNS) n'est pas prévue par le modèle.

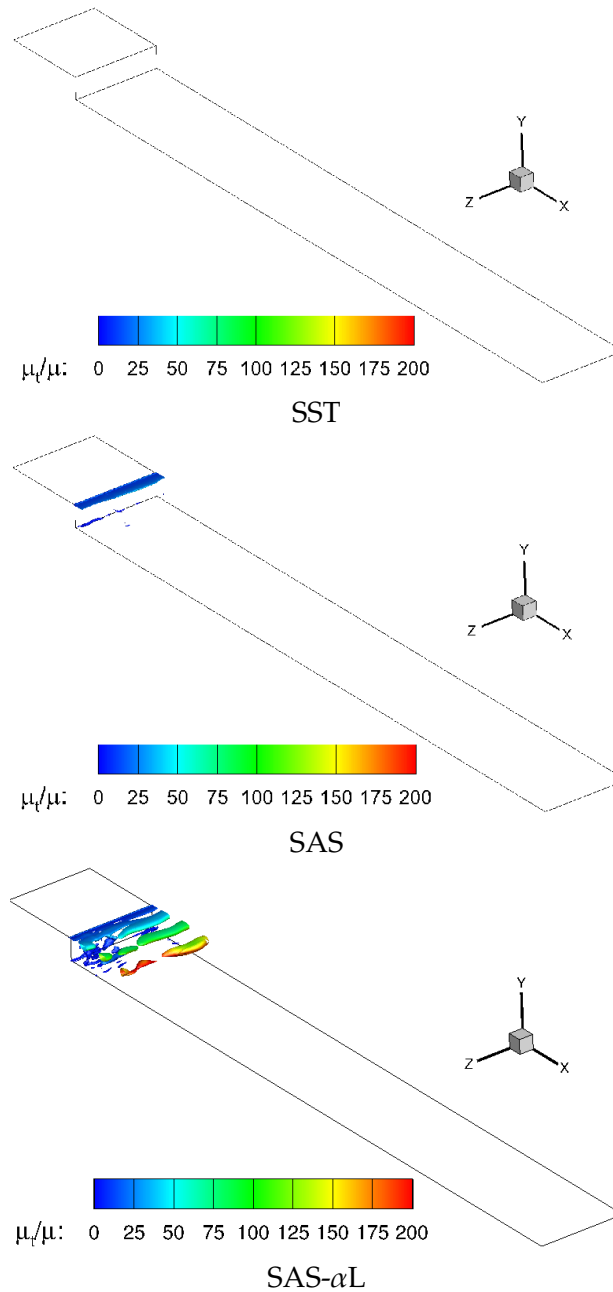


FIGURE 6.5 – Iso-surfaces du critère Q ($Qh^2/U_0^2 = -0,3$) - schéma de Jameson

6.2.2.2 Comparaison des profils de vitesse

Afin de comparer plus finement les performances des trois modèles, les profils de vitesse moyenne prévus en diverses positions, sont comparés aux profils mesurés par Driver et Seegmiller (1985). La figure 6.6 compare les profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L aux positions $x/H = 0$, $x/H = 1$, $x/H = 2$ et $x/H = 16$. Les positions choisies pour la figure 6.6 sont caractéristiques des trois zones de la marche : couche limite amont, décollement et restructuration ; l'ensemble des profils de vitesse peut être consulté en annexe A.3 sur les figures A.20 et A.21.

L'analyse des profils de vitesse calculés à l'abscisse $x/H = 0$ permet d'une part de vérifier que les profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L au niveau du bec de la marche coïncident parfaitement et d'autre part sont quasiment superposés à l'expérience, ce qui était imposé. Comme la zone située en amont de la marche est comparable à une plaque plane, nous vérifions *a posteriori* que le modèle SAS coïncide avec le modèle SST dans la couche limite et que ce comportement n'est pas affecté par l'emploi du limiteur proposé dans le cadre de la

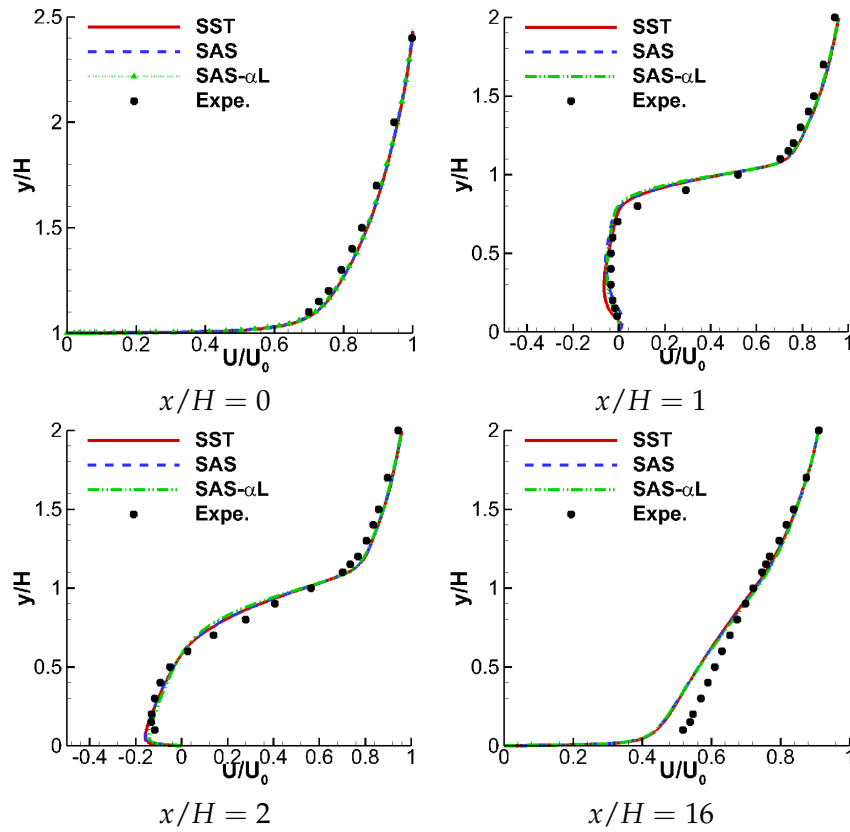


FIGURE 6.6 – Comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L - schéma de Jameson

formulation SAS- α L.

L'étude des profils de vitesse prévus aux abscisses $x/H = 1$ et $x/H = 2$ permet d'évaluer les capacités de chaque modèle à prévoir la zone de recirculation. Il apparaît d'une part que les prévisions numériques et les profils expérimentaux sont en adéquation, d'autre part les différences entre les modèles sont très faibles. Cette observation concorde avec les similitudes dans les topologies de l'écoulement montrées sur la figure 6.5. Toutefois, nous observons que même si les profils sont très proches, le modèle SAS- α L améliore très légèrement la prévision de l'écoulement de retour ($x/H = 2$) par rapport aux modèles SST et SAS.

Enfin, les profils de vitesse obtenus à l'abscisse $x/H = 16$ permettent d'évaluer la capacité des trois modèles à reproduire l'écoulement en aval du recollement (restructuration). Dans cette zone, les trois modèles de turbulence prévoient des profils de vitesse identiques. Ainsi, les modèles SST et SAS prévoient globalement la même solution stationnaire et l'emploi du modèle SAS- α L ne permet pas le développement des instationnarités après le décollement et donne le même comportement que les modèles SST et SAS. Nous remarquons aussi que ces trois modèles ne permettent pas de reproduire avec précision l'écoulement en aval du recollement et sous-estiment le niveau de vitesse dans la région interne de la couche limite.

6.2.3 Influence du schéma de discrétisation spatiale

6.2.3.1 Justification de l'étude

L'influence des paramètres numériques sur l'approche SAS et sur les méthodes hybrides RANS/LES (au sens général) a pu être observée au cours de notre étude sur le cylindre (chapitre 5) et dans littérature (Strelets 2001, Deck et Thorigny 2007). En particulier, le schéma de discrétisation du terme convectif a montré un effet important sur la nature de la solution calculée. Outre l'influence du schéma numérique, l'emploi d'un schéma d'ordre élevé paraît plus adéquate à la philosophie de l'approche SAS. En effet, la justification de l'approche SAS est que les modèles à viscosité turbulente (linéaires) sont trop diffusifs dans les zones sièges d'instationna-

rités. Il paraît donc pertinent de réduire la diffusivité induite par les méthodes numériques et c'est l'objet de l'utilisation de schéma de discrétisation spatiale d'ordre élevé.

Enfin, il paraît intéressant de mentionner que des études (Lasher et Taulbee 1992, Fadaei-Ghotbi 2007) ont montré que des modèles de turbulence plus évolués (RSM) étaient capables de prévoir des solutions stationnaires ou instationnaires suivant le schéma de discrétisation spatiale du terme convectif employé.

6.2.3.2 Topologie de l'écoulement

Chaque modèle SST, SAS et SAS- α L a fait l'objet de simulations avec les trois schémas d'ordre élevé : AUSM(+)-up étendu aux ordres 3, 5 et 7 (Michel et Lantos 2010).

Contrairement aux simulations menées avec des schémas d'ordre 2, les simulations menées avec le modèle de turbulence SST, conduisent à des solutions légèrement instationnaires (rouleaux bidimensionnels dans la zone de recirculation). La figure 6.7 illustre les structures résolues par le modèle SST en schéma AUSM(+)-up d'ordre 7. Les modèles SAS et SAS- α L prévoient des

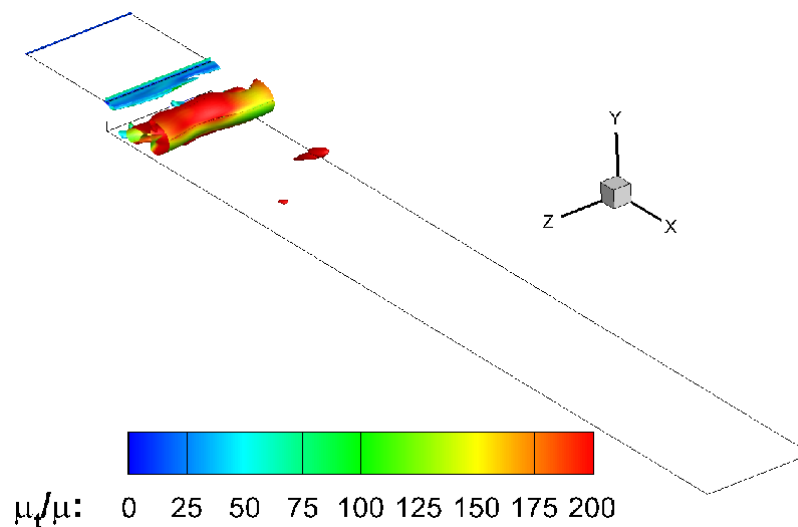


FIGURE 6.7 – Coupe dans le plan médian du maillage de la configuration de marche descendante

solutions présentant d'importantes instationnarités et un caractère tridimensionnel marqué. La figure 6.8 montre les structures turbulentes résolues par les modèles SAS et SAS- α L lors de l'emploi des trois schémas d'ordre élevé. La visualisation de ces structures est obtenue grâce au critère Q coloré par le rapport de viscosité turbulente.

Il apparaît sur ces visualisations instantanées que l'écoulement prévu par les modèles SAS et SAS- α L passe d'une structure relativement transversale et bidimensionnelle juste en aval de la marche à une structure de l'écoulement très longitudinale après le rattachement. L'emploi de schémas d'ordre élevé permet de prévoir la tridimensionnalisation de l'écoulement qui se produit peu avant le rattachement.

Au-delà du recollement, les structures en forme de Λ sont aussi visualisées. Bien que la diversité des échelles résolues soit moins importante qu'en LES, les caractéristiques de l'écoulement prévues par les modèles SAS et SAS- α L combinés aux schémas d'ordre élevé présentent des similitudes avec celles prévues par l'approche LES (figure 4.4(d)).

En effet, les simulations LES de Delcayre (1999) montrent une première zone relativement bidimensionnelle qui s'étend jusqu'à $2,5H$ après le décollement et correspond au développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Puis, apparaît une zone où résident des tourbillons fortement tridimensionnels qui s'étend jusqu'au rattachement. Enfin, dans la zone de redéveloppement, les structures sont longitudinales et des structures en forme de Λ passent périodiquement.

L'influence de l'ordre (3, 5 ou 7) du schéma est faible. En effet, l'emploi du schéma d'ordre 5 améliore légèrement les prévisions du schéma d'ordre 3 mais aucune différence notable n'est observée entre les schémas d'ordre 5 et 7.

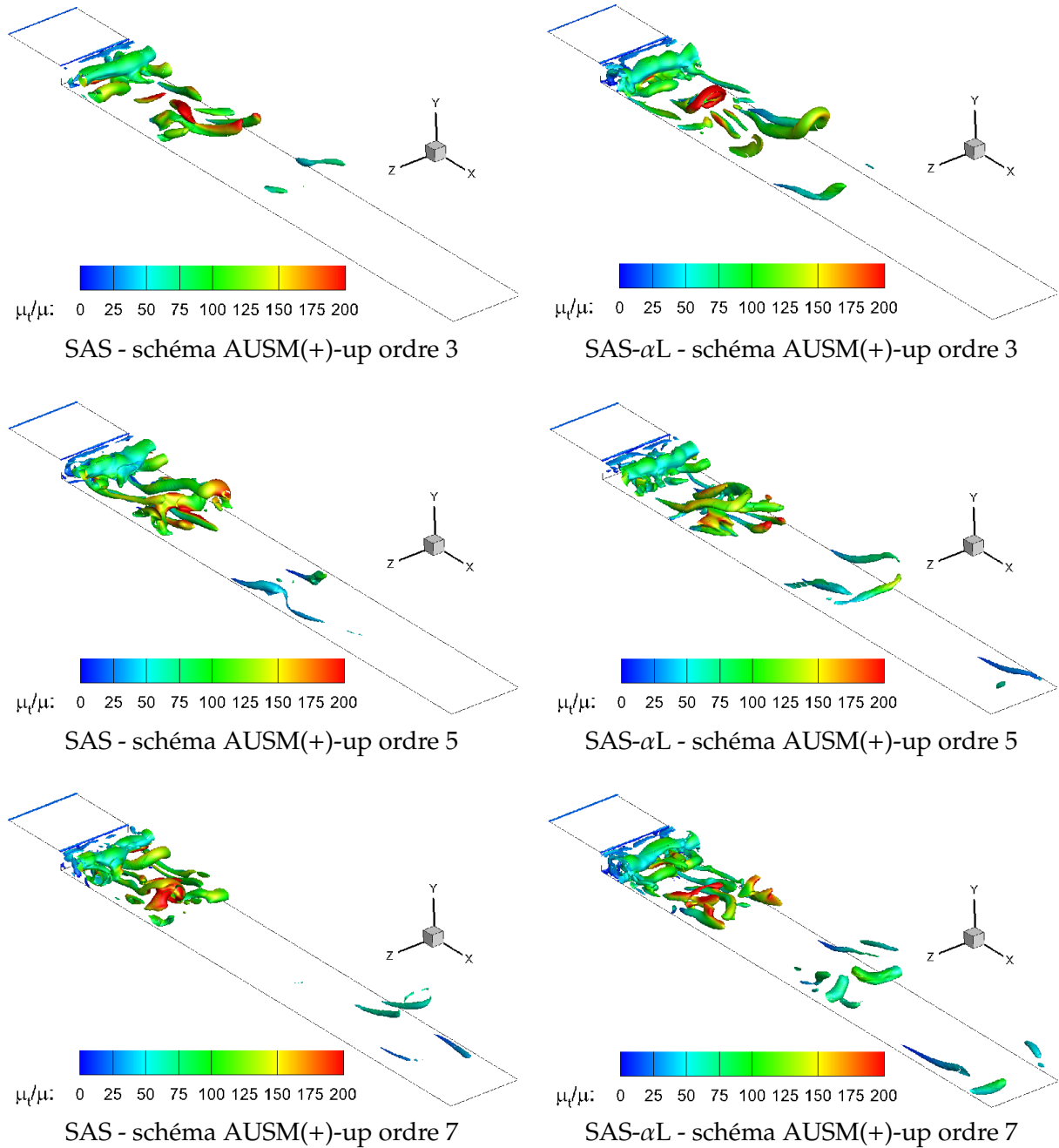


FIGURE 6.8 – Iso-surfaces du critère Q ($Qh^2/U_0^2 = -0,3$) : (gauche) modèle SAS ; (droite) : modèle SAS- αL .

6.2.3.3 Comparaison des profils de vitesse

Comme pour les simulations avec des schémas spatiaux d'ordre 2, les profils de vitesse moyenne prévus en diverses positions ont été calculés et sont comparés aux profils mesurés par Driver et Seegmiller (1985). Les figures 6.9, 6.10 et 6.11 comparent les profils de vitesse moyens prévus par les modèles SST, SAS et SAS- αL aux positions $x/H = 0$, $x/H = 1$, $x/H = 2$ et $x/H = 20$ pour chacun des schémas d'ordre élevé utilisés. Les profils de vitesse moyenne prévus aux autres positions sont reportés en A.3 aux figures A.22 à A.27.

L'analyse des profils de vitesse calculés à l'abscisse $x/H = 0$ (figures 6.9, 6.10 et 6.11) montre la coïncidence des trois modèles comme auparavant compte tenu de l'absence d'instationnarité en amont.

L'étude des profils de vitesse obtenus aux abscisses $x/H = 1$ et $x/H = 2$ permet d'évaluer les capacités de chaque modèle à prévoir la zone de recirculation. L'emploi des schémas d'ordre

élevé mène à la surestimation de la vitesse de l'écoulement de retour.

Le tableau 6.2 synthétise les points de recollement prévus par chaque modèle et schéma utilisé. La valeur expérimentale mesurée par Driver et Seegmiller (1985) est $6,26H$. Le schéma d'ordre 2 conduit à une très bonne précision dans les prévisions du point de recollement alors que les schémas d'ordre élevé aboutissent à sa sous-estimation. Enfin, les profils de vitesse obtenus à

	SST	SAS	SAS- α L	Expérience
Jameson	6,28	6,48	6,74	
AUSM(+)-up - ordre 3	4,68	4,84	5	
AUSM(+)-up - ordre 5	4,75	4,29	4,24	
AUSM(+)-up - ordre 7	4,70	4,38	4,61	6,26

TABLE 6.2 – Prévisions des longueurs de recollement exprimées en hauteur de marche en fonction du modèle de turbulence et du schéma choisis

l'abscisse $x/H = 16$ montrent que les trois modèles prévoient mieux l'écoulement en aval du recollement (restructuration aval). Le gain de précision obtenu dans cette zone, par rapport aux simulations d'ordre 2, est dû à la capture des structures à grande échelle qui passent régulièrement dans la zone de recouvrement.

Les conclusions tirées des profils et des longueurs de recollement doivent être modérées dans la mesure où la durée utilisée pour mener la moyenne est assez courte puisqu'elle ne représente que 7 périodes du battement de la couche de mélange. Les solutions instationnaires calculées avec les schémas d'ordre élevé requièrent sans aucun doute une durée plus importante pour aboutir à des statistiques convergées.

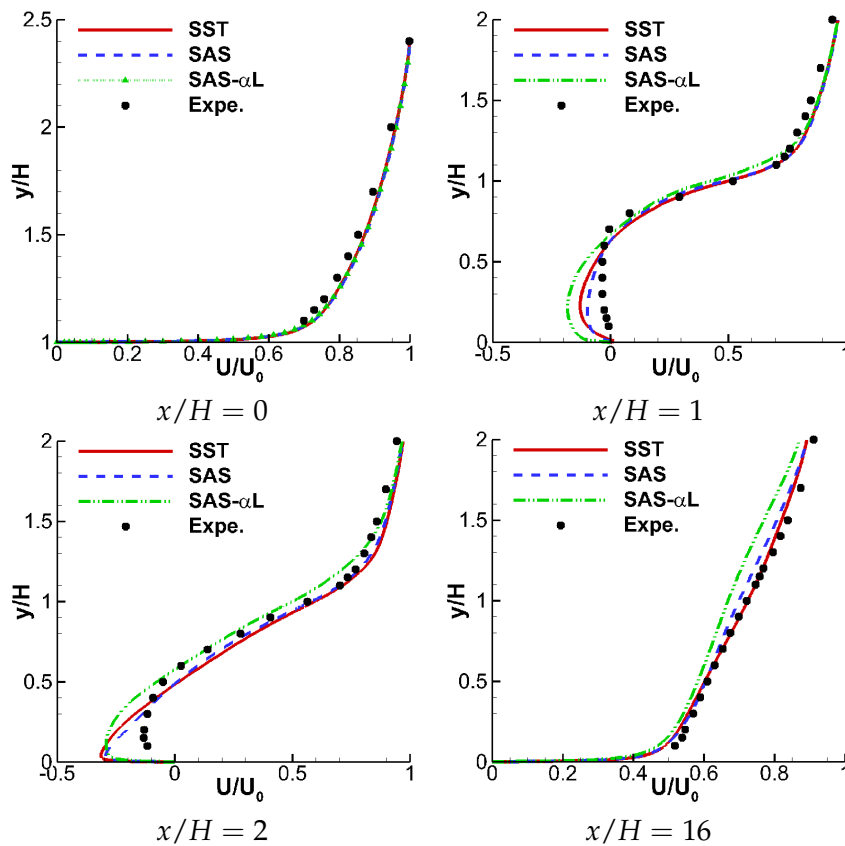


FIGURE 6.9 – Comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L - schéma AUSM(+)-up ordre 3

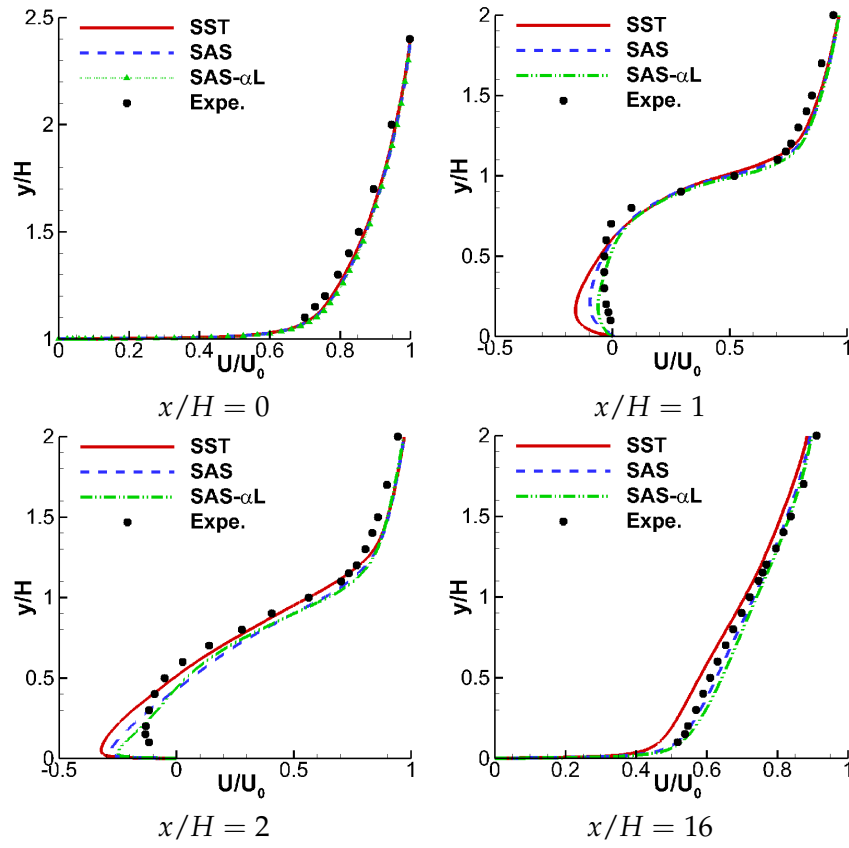


FIGURE 6.10 – Comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L - schéma AUSM(+)-up ordre 5

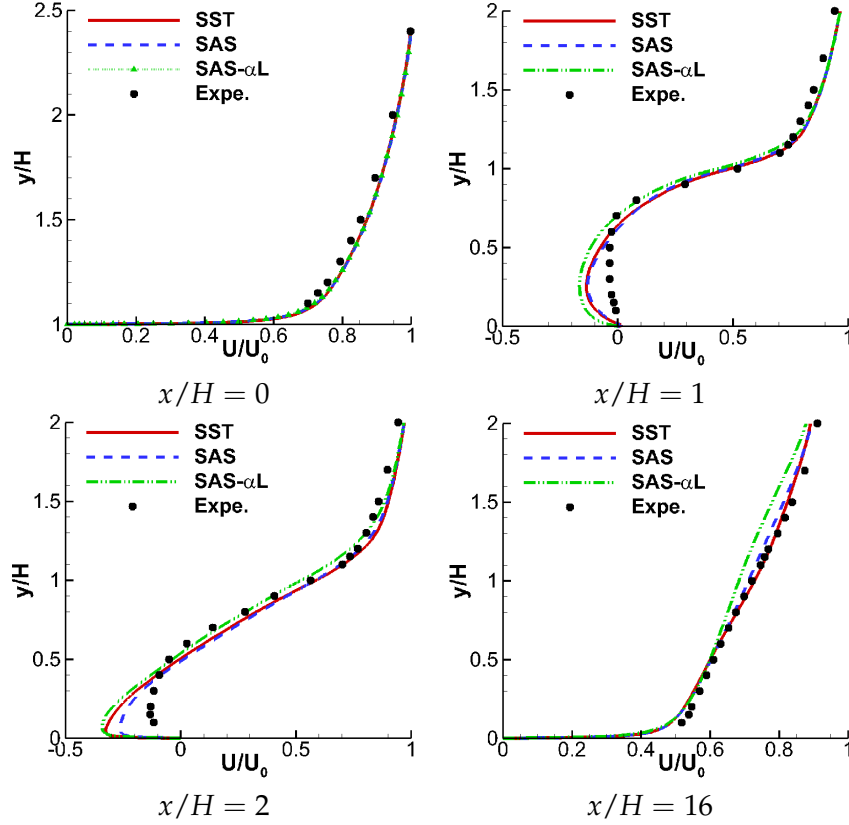


FIGURE 6.11 – Comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L - schéma AUSM(+)-up ordre 7

6.3 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE LIMITE

Nous avons préalablement expliqué que le régime de la couche limite au niveau du décollement influe sur la structure de l'écoulement décollé. Aussi, comme dans l'expérience de Driver et Seegmiller (1985), la couche limite est pleinement turbulente et très épaisse au niveau du décollement, il ne s'agit pas d'une situation favorable pour la simulation au développement des structures turbulentes dans la zone décollée.

Nous avons donc simulé un écoulement de marche descendante ayant les mêmes caractéristiques géométriques que l'expérience de Driver et Seegmiller (1985) mais avec une couche limite amont ayant des caractéristiques différentes. En effet, celle-ci est obtenue en injectant un profil de vitesse uniforme en entrée ($44,2 m.s^{-1}$) et en laissant la couche limite se développer sur les $4H$ en amont de la marche, conduisant à une couche limite de faible épaisseur ($\delta/H \approx 0,06$). La figure 6.12 illustre les structures résolues par les modèles SST et SAS sur cette configuration.

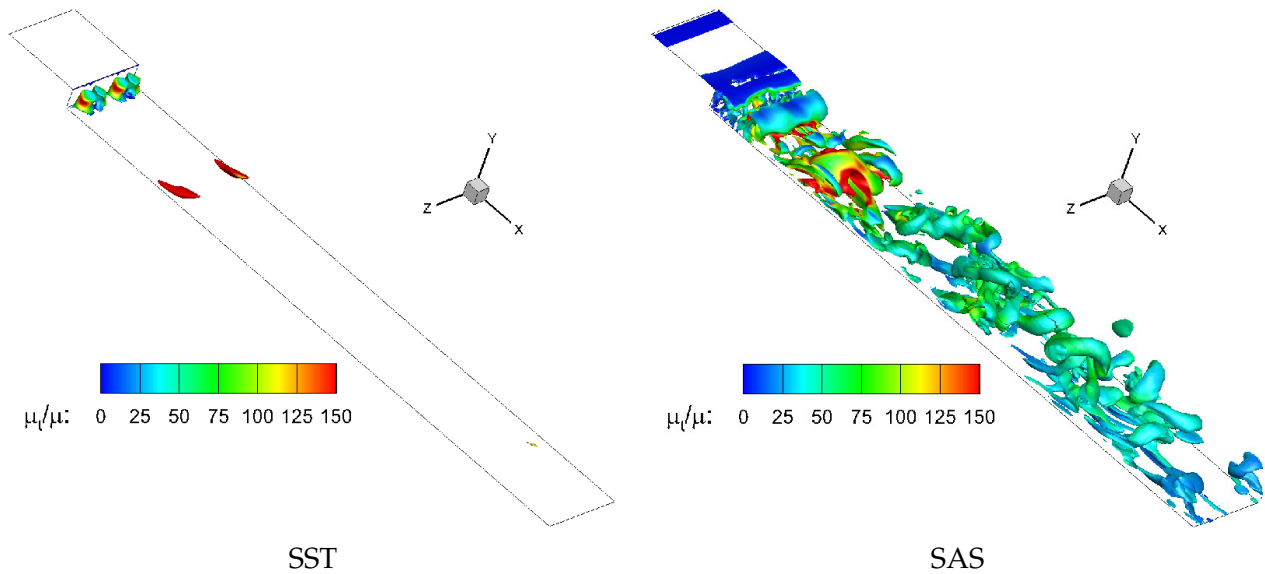


FIGURE 6.12 – Iso-surfaces du critère Q ($QH^2/U_0^2 = -0,3$) : injection uniforme

Contrairement au modèle SST qui prévoit une solution quasiment stationnaire, le modèle SAS prévoit une solution fortement instationnaire même lorsque le schéma de Jameson est employé. L'écoulement ainsi calculé présente toutes les caractéristiques d'une solution calculée par le biais d'une LES. Ainsi lorsque la couche limite est très mince, les instabilités de KH sont plus fortes et non polluées par le niveau de viscosité turbulente de la couche limite incidente, ce qui est favorable au développement des instabilités qui peuvent alors être captées par l'approche SAS et se développer en structures turbulentes tridimensionnelles à l'aval.

6.4 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Les simulations d'ordre 2, menées sur la marche descendante de Driver et Seegmiller (1985), ont montré l'échec du modèle SAS à prévoir une solution instationnaire au contraire du modèle SAS- α L qui prévoit les instabilités de Kelvin-Helmholtz. En conséquence, la formulation SAS- α L est plus adéquate que la formulation SAS.

Les simulations d'ordre élevé ont montré l'influence du schéma de discrétisation du terme convectif. L'emploi de schémas d'ordre élevé, moins diffusifs et plus précis, combinés aux modèles SAS et SAS- α L, permet de capturer des instationnarités dans l'écoulement.

Enfin, les simulations menées sur une configuration où la couche limite est moins épaisse ont montré que l'instabilité peut être capturée et amplifiée pourvu que le niveau de viscosité turbulente de la couche limite amont soit suffisamment faible pour ne pas atténuer les instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Nous recommandons la poursuite des simulations avec les schémas d'ordre élevé et en particulier la réalisation de statistiques sur un nombre d'échantillons plus important afin de s'assurer de la convergence des statistiques.

L'étude de cette marche descendante peut aussi se poursuivre en plaçant des sondes dans la couche de mélange juste après le décollement afin d'extraire les composantes de vitesse pour mesurer la fréquence caractéristique du signal obtenu et la comparer à la fréquence des émissions des tourbillons de KH expérimental reportée au tableau 6.1.

CAS TEST N°2 : ÉCOULEMENT TRANSONIQUE AFFLEURANT LA CAVITÉ M219 DE DE HENSHAW

7

DANS ce chapitre, nous évaluons les performances des modèles SST, SAS et SAS- α L sur le cas classique de l'écoulement transsonique affleurant la cavité M219 expérimentalement étudié par de Henshaw (2000). Ce cas test permet d'évaluer le comportement de ces modèles dans le domaine de l'aéroacoustique qui fait l'objet d'un effort de recherche particulier actuellement à cause des contraintes de réduction de bruit imposées par les normes aéronautiques. D'abord, une brève description des mécanismes physiques rencontrés sur la configuration de cavité est fournie dans le but de faciliter les analyses menées par la suite. Les prévisions numériques obtenues grâce à chacun des modèles sont comparées aux données expérimentales de de Henshaw (2000) et aux données DES de Ashworth (2005).

7.1 INTRODUCTION

Les écoulements affleurant les cavités sont communément rencontrés dans les applications aéronautiques. A titre d'exemple, nous pouvons mentionner les soutes de train d'atterrissage et les compartiments à missiles. Ces écoulements génèrent des phénomènes de résonance acoustique importants qui peuvent se révéler gênants pour le confort des passagers (bruit de train d'atterrissage) et même dangereux pour l'intégrité de certains dispositifs (endommagement du compartiment à missiles). En conséquence, ces écoulements ont fait l'objet d'études approfondies d'abord expérimentales (Rossiter 1964, Forestier et al. 1999, de Henshaw 2000) puis numériques (Borland 1977, Sinha et al., Grace 2001, Larchevêque et al. 2004).

Outre l'intérêt pratique de ces écoulements, ils sont sièges de phénomènes physiques complexes en interaction : couche de mélange, décollement massif, oscillations de pression auto-entretenues, particulièrement pertinents pour évaluer les limites des diverses techniques de simulation des écoulements turbulents (Sinha et al., Larchevêque et al. 2004, Basu et al. 2005, Ashworth 2005). Par ailleurs, en plus de l'intérêt physique et pratique de cette configuration, sa géométrie demeure relativement simple facilitant ainsi l'étape de maillage. Enfin, les travaux de de Henshaw (2000) ont fourni à une base de données expérimentale facilement accessible et largement utilisée dans la littérature. Par conséquent, l'écoulement transsonique affleurant la cavité M219 est une configuration toute indiquée pour des comparaisons entre les modèles SST, SAS et SAS- α L.

7.2 ETAT DE L'ART SUR LA CONFIGURATION D'ÉCOULEMENT AFFLEURANT UNE CAVITÉ

7.2.1 Classification des écoulements de cavité

Les écoulements de cavité sont classés à partir des paramètres géométriques de la cavité : sa longueur L , sa largeur W et sa profondeur D . Ces caractéristiques permettent de construire deux rapports adimensionnés $\frac{L}{D}$ et $\frac{L}{W}$ qui jouent un rôle majeur dans l'étude des écoulements affleurant une cavité. Les travaux de Sarohia (1975; 1977) distinguent divers types de cavité suivant la valeur des rapports $\frac{L}{D}$ et $\frac{L}{W}$. Lorsque le rapport $\frac{L}{D}$ est plus petit que 1, la cavité est dite profonde. Lorsque le rapport $\frac{L}{D}$ est plus grand que 1, la cavité est dite peu profonde. Le rapport $\frac{L}{D}$ permet aussi de distinguer les cavités ouvertes et closes. Lorsque la cavité est très allongée, l'écoulement peut être modélisé en première approximation par un écoulement de marche descendante suivi d'un écoulement de marche montante. Dans ces conditions, l'écoulement recolle au fond de la cavité (après la marche descendante) et la cavité est qualifiée de fermée. En revanche, lorsque l'allongement de la cavité est faible, une couche de mélange se développe au niveau du bec de la marche descendante et vient impacter le coin de la marche montante, la cavité est alors dite ouverte. Entre ces deux configurations, un état intermédiaire peut apparaître, il présente des caractéristiques mixtes entre cavité ouverte et fermée. Les campagnes d'essais menées par Plentovich et al. (1993), Tracy et Plentovich (1993), Tracy et Plentovich (1997) montrent que les cavités ouvertes correspondent à des rapports $\frac{L}{D}$ plus petits que 8 alors que les cavités fermées sont caractérisées par des rapports $\frac{L}{D}$ plus grands que 11.

Le rapport $\frac{L}{W}$ permet de distinguer les cavités bidimensionnelles ($\frac{L}{W}$ plus petit que 1) des cavités tridimensionnelles ($\frac{L}{W}$ plus grand que 1). Il est cependant important de noter que la bidimensionalité géométrique de la cavité ne s'applique en aucun cas à la topologie de l'écoulement qui est généralement tridimensionnelle (Maul et East 1963).

Mentionnons que la valeur des rapports définissant les limites des classifications proposées ci-dessus est indicative dans la mesure où les caractéristiques de l'écoulement de cavité sont très

sensibles à certains paramètres tels que le nombre de Mach de l'écoulement externe et le régime de la couche limite amont.

7.2.2 Description des mécanismes physiques en présence

Les écoulements de cavité sont sièges de mécanismes physiques complexes qu'il est impossible de décrire de manière détaillée ici. Le lecteur pourra se référer au cours de Gloerfelt (2009) pour une revue plus exhaustive.

D'abord, notons que le phénomène physique rencontré au niveau du bec amont de la cavité est semblable à celui observé sur le bec de la marche descendante et exposé au chapitre 2. En effet, peu après le bec amont, une couche de mélange se développe. L'interaction de cette couche de mélange avec la cavité est responsable d'oscillations auto-entretenues. Ces oscillations peuvent être auto-entretenues, par un mécanisme de résonance ou un processus de rétroaction.

Le mécanisme de résonance est généré par la coïncidence d'une fréquence caractéristique des instabilités de Kelvin-Helmholtz avec la fréquence propre de la cavité. Ce processus de création d'oscillations auto-entretenues est rencontré dans les écoulements à faible nombre de Mach ($M < 0,2$) et ne concerne donc pas l'écoulement étudié ici.

Le processus de rétroaction correspond à la réceptivité de l'écoulement situé au niveau du bec amont à des sollicitations provenant du bord aval de la cavité. En effet, les structures créées dans la couche de mélange peuvent interagir (selon l'instant) de trois manières avec le bord aval : la structure plonge dans la cavité, la structure se brise sur le bec aval ou alors la structure est éjectée hors de la cavité (figure 7.1). Lors de la phase de pénétration du fluide, une zone de compression se crée sur la paroi verticale aval et des ondes de pression sont émises (figure 7.2) et rétro-agissent sur l'écoulement amont.

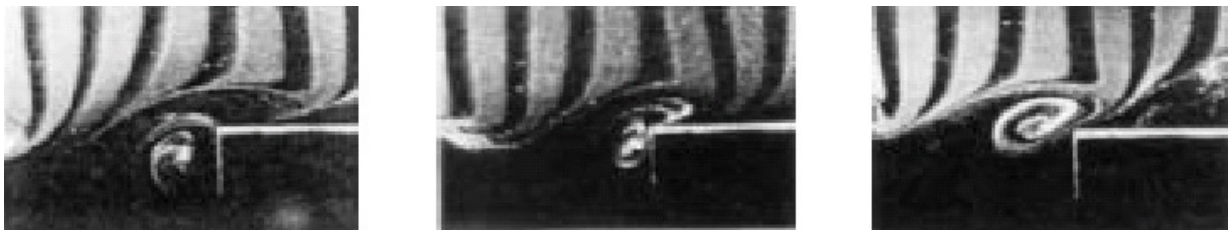


FIGURE 7.1 – Différents types d'interaction entre une structure turbulente et le bec aval de la cavité (Rockwell et Naudascher 1979)

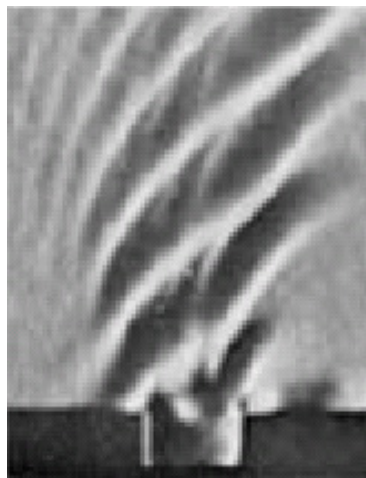


FIGURE 7.2 – Visualisation par strioscopie d'un écoulement au-dessus d'une cavité à $M = 0,8$ ($L/D = 2$) (Karamcheti 1955)

L'analyse de ce mécanisme de rétroaction a été conduite de manière détaillée par Heller et Bliss (1975) sur une cavité rectangulaire peu profonde affleurante dans un écoulement superso-

nique ($M = 1,5$).

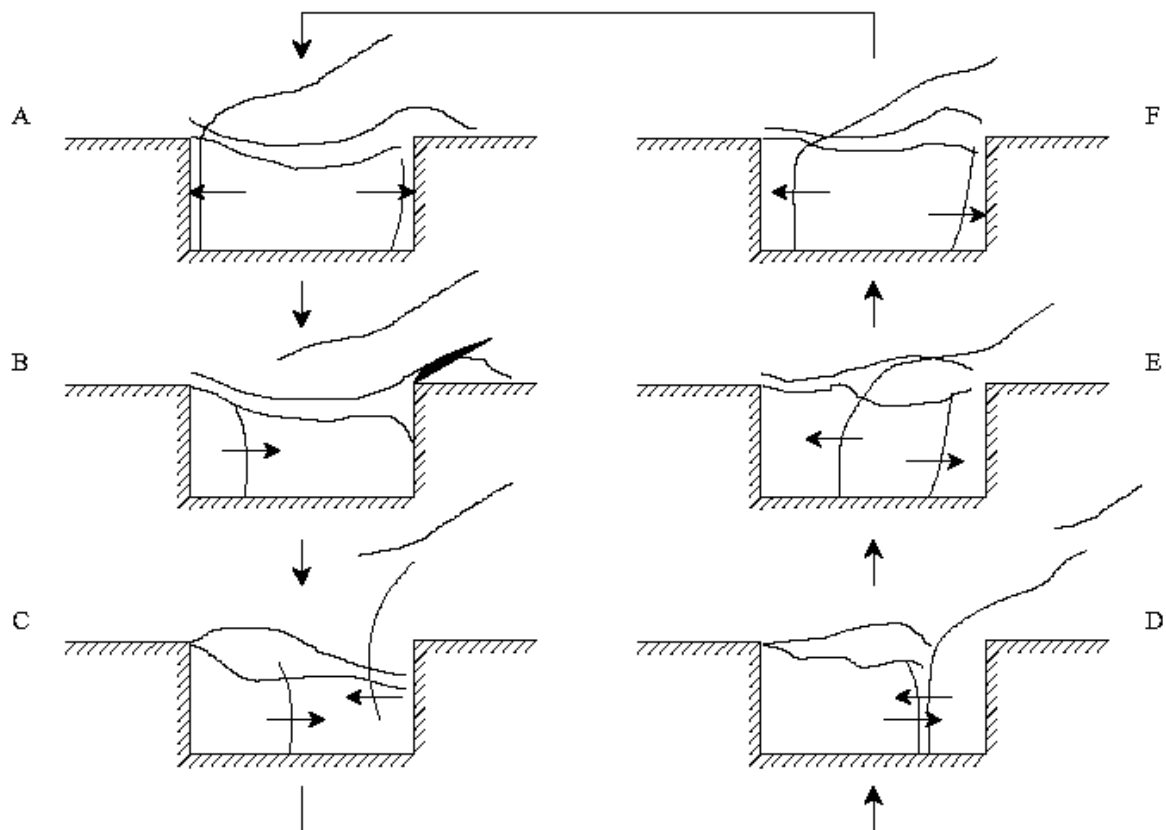


FIGURE 7.3 – Diverses étapes du phénomène de boucle de rétroaction acoustique dans une cavité (Heller et Bliss 1975)

- A : La zone aval de la couche de mélange est située au-dessus du bec aval de la cavité. Il en résulte qu'une partie de l'écoulement sort de la cavité. Une onde acoustique générée par l'impact antérieur d'une structure sur le bec aval de la cavité arrive au niveau du bec amont de la cavité. Au même instant, une onde réfléchi sur la face amont de la cavité arrive au niveau de la face aval.
- B : La zone aval de la couche de mélange est déviée et génère une zone de recompression. L'onde réfléchi en amont se propage vers l'aval et est responsable d'un mouvement ascendant de la zone amont de la couche de mélange.
- C : La zone de recompression génère une onde de pression alors que l'onde réfléchi continue à se propager vers l'aval.
- D : Les deux ondes créées en aval et réfléchies en amont se rencontrent et interagissent.
- E : La nouvelle onde de pression est déformée par la couche de mélange et la couche de mélange aval est à la même hauteur que le bec aval de la cavité.
- F : La couche de mélange est de nouveau au-dessus du bec aval de la cavité ce qui produit une évacuation de l'écoulement hors de la cavité. Au même instant, une onde de pression arrive en aval alors qu'une autre arrive en amont ce qui ramène au cas de figure (A).

Rossiter (1964) a étudié le cas de cavités peu profondes affleurantes dans des écoulements de vitesse élevée ($M \in [0,4; 1,2]$) et a observé que les fluctuations de pression sont caractérisées par plusieurs composantes périodiques. Les fréquences associées sont qualifiées de modes de Rossiter.

7.2.3 Conclusions des études numériques antérieures

La configuration d'écoulement affleurant une cavité a très tôt donné lieu à des études numériques. Toutefois, les ressources informatiques étant alors très limitées, la plupart de ces études a été effectuée en 2D jusqu'aux années 90 (Baysal et al. 1994, Tam et al. 1995) ce qui n'est pas adéquat pour ce type d'écoulement (Maul et East 1963). De plus, les modèles de turbulence considérés dans ces études sont trop simplistes (modèles algébriques pour la plupart) pour être capable de prendre en compte la richesse physique de ce type d'écoulement. Par la suite, des simulations tridimensionnelles avec des modèles à deux équations plus aboutis ($k - \varepsilon$, $k - \omega$) ont été conduites. La principale conclusion de ces études demeure cependant la sous-estimation des niveaux de pression sonore à cause du niveau trop élevé de dissipation induit par l'approche (U)RANS (Sinha et al.). Une revue détaillée des principales études URANS menées sur cette configuration est disponible dans Grace (2001).

Les méthodes hybrides développées à la fin des années 90 et au cours de la dernière décennie, semblent particulièrement adaptées à ce type d'écoulement. En particulier, la DES a été appliquée avec succès par Basu et al. (2005) et Ashworth (2005). On notera que les résultats URANS obtenus par Ashworth (2005) (qu'il compare aux données DES) sont partiellement en accord avec les conclusions de Sinha et al. puisque le second mode n'est pas prévu par l'approche URANS et les niveaux des autres pics sont sous-estimés. En revanche, les prévisions DES concordent bien avec les données expérimentales de de Henshaw (2000). D'autres approches hybrides moins répandues telle que l'approche X-LES développée par Kok et al. (2004) ont été appliquées avec succès (Leicher 2009). Par ailleurs, le modèle SAS a déjà été testé sur cette configuration par Menter et Egorov (2010). Les résultats obtenus par Menter et Egorov (2010) sont en accord avec les données expérimentales mais aucune comparaison avec le modèle SST n'est présentée ce qui est dommageable pour une comparaison des performances sur un même maillage et une même méthode numérique de résolution.

Enfin, notons que la puissance des ordinateurs acquise au cours de la dernière décennie a permis de conduire des simulations LES fiables qui assurent un très bon niveau de précision (Larchevêque 2003). Cette remarque est particulièrement intéressante au vue du manque de données dynamiques dans les bases de données expérimentales sur les configurations d'écoulement affleurant une cavité.

7.3 CAS DE CALCUL : LA CAVITÉ M219

7.3.1 Caractéristiques de la cavité M219 et de l'écoulement associé

La configuration retenue dans le cadre de nos travaux est la cavité M219 étudiée expérimentalement par de Henshaw (2000) à QinetiQ.

Cette cavité, illustrée à la figure 7.4, possède les caractéristiques géométriques suivantes :

- Longueur (L) : 0,508m.
- Profondeur (D) : 0,1016m.
- Largeur (W) : 0,1016m.

Il en résulte que le rapport L/D est égal à 5 et donc, en vertu de la classification présentée au paragraphe 7.2.1, il s'agit d'une cavité peu profonde et ouverte. Par conséquent, la couche de mélange issue du décollement ne recolle pas au fond de la cavité et les phénomènes physiques dominants en présence sont tels que présentés au paragraphe 7.2.2. Le rapport L/W est égal à 3 et nous en déduisons que la cavité est tridimensionnelle

Dans la configuration expérimentale, l'écoulement amont est caractérisé par un nombre de Mach (M_∞) égal à 0,85. Les conditions génératrices de l'écoulement sont :

- Pression génératrice (P_i) égale à 99540Pa.
- Température génératrice (T_i) égale à 301K.

L'écoulement non perturbé est caractérisé par un nombre de Reynolds unitaire de $13,46 \times 10^6$ par mètre.

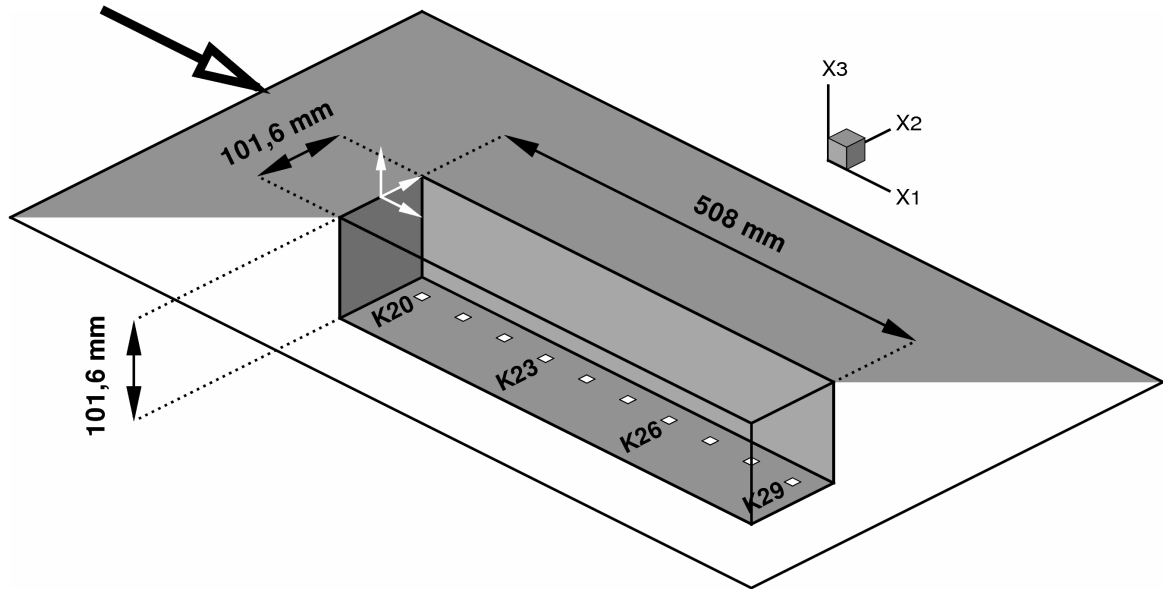


FIGURE 7.4 – Cavité M219 : caractéristiques géométriques

7.3.2 Conditions aux limites et paramètres numériques retenus

Les dimensions du domaine de calcul et les conditions aux limites retenues pour nos simulations sont celles prescrites dans le cadre du projet ATAAC (Haase et al. 2009) et illustrées à la figure 7.5.

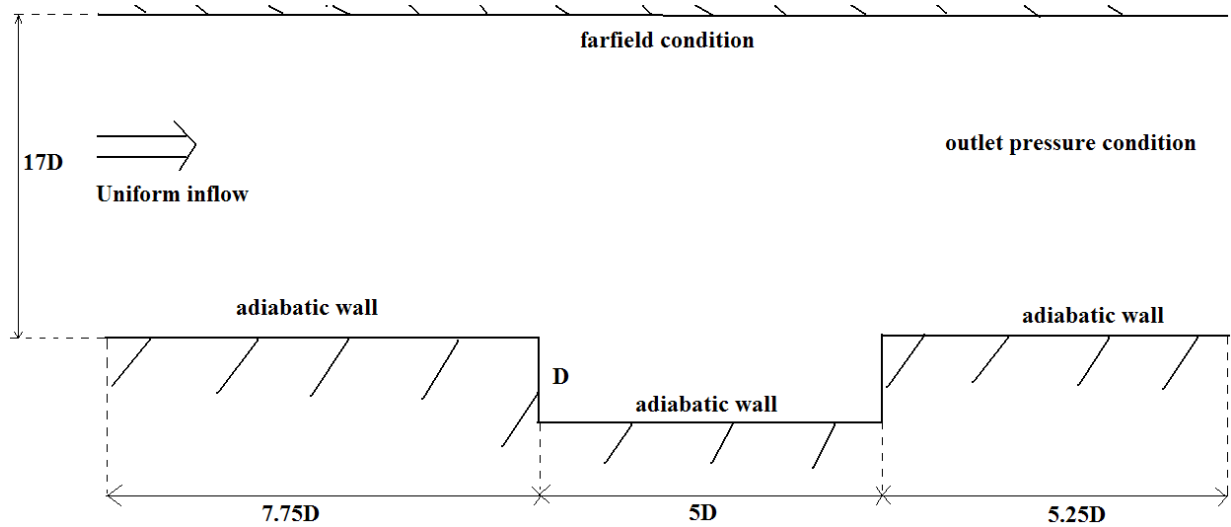


FIGURE 7.5 – Domaine de calcul et conditions aux limites associées à la cavité M219

La longueur totale du domaine est $18D$, la hauteur totale est $17D$ et la largeur totale est $9D$.

Une condition de paroi adiabatique est imposée sur toutes les parois. L'écoulement injecté en amont est caractérisé par les conditions physiques suivantes : $M_\infty = 0,85$, $P_\infty = 6,21 \times 10^4 Pa$ et $T_\infty = 266,53 K$. Une condition de non-réflexion (écoulement non perturbé) ayant les mêmes caractéristiques que l'écoulement d'entrée est imposée à la limite haute du domaine. Une condition de symétrie est imposée sur les limites latérales du domaine.

Deux maillages ont été réalisés. Le premier maillage, noté M1 par la suite, présente une topologie en H avec blocs cartésiens. Cette topologie bien que naturelle pour la cavité, présente l'inconvénient de propager des cellules de faible hauteur due à la discrétisation des couches limites amont et aval. Il en résulte des mailles allongées au milieu de la cavité qui peuvent nuire à la robustesse des simulations. Aussi, nous avons tenté de réduire l'allongement des cellules au milieu de la cavité en évasant peu à peu le maillage de la couche de mélange. La figure 7.6 illustre le maillage

M1.

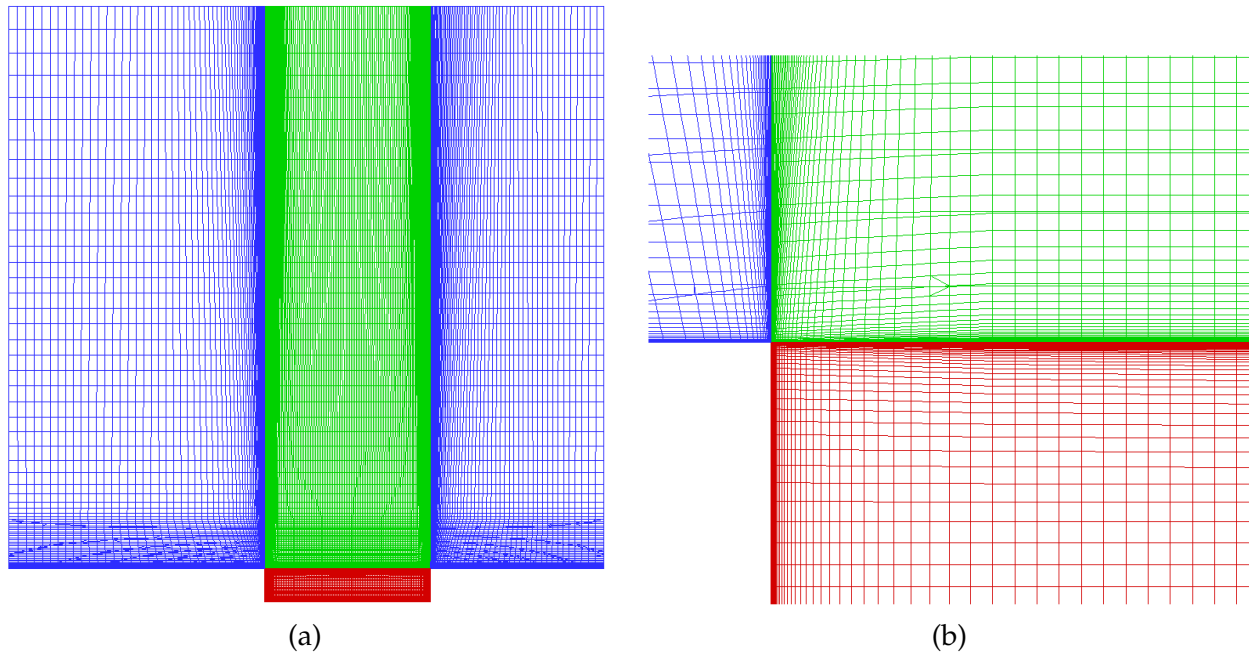


FIGURE 7.6 – Coupe dans le plan médian du maillage M1 : (a) : ensemble du maillage, (b) : zoom sur le bec amont de la cavité

Une autre topologie de maillage a été adoptée afin de réduire l’allongement des cellules au milieu de la cavité. Ce maillage, noté M2 par la suite, est construit de manière à suivre la paroi au niveau des deux bords de la cavité. L’emploi de cette topologie permet d’accroître plus rapidement la hauteur des mailles mais elle conduit aussi à une réduction de la densité de maillage dans la couche de mélange. Toutefois, pour utiliser le même nombre de points pour les deux maillages, nous avons raffiné le sillage de la cavité. La figure 7.7 illustre le maillage M2.

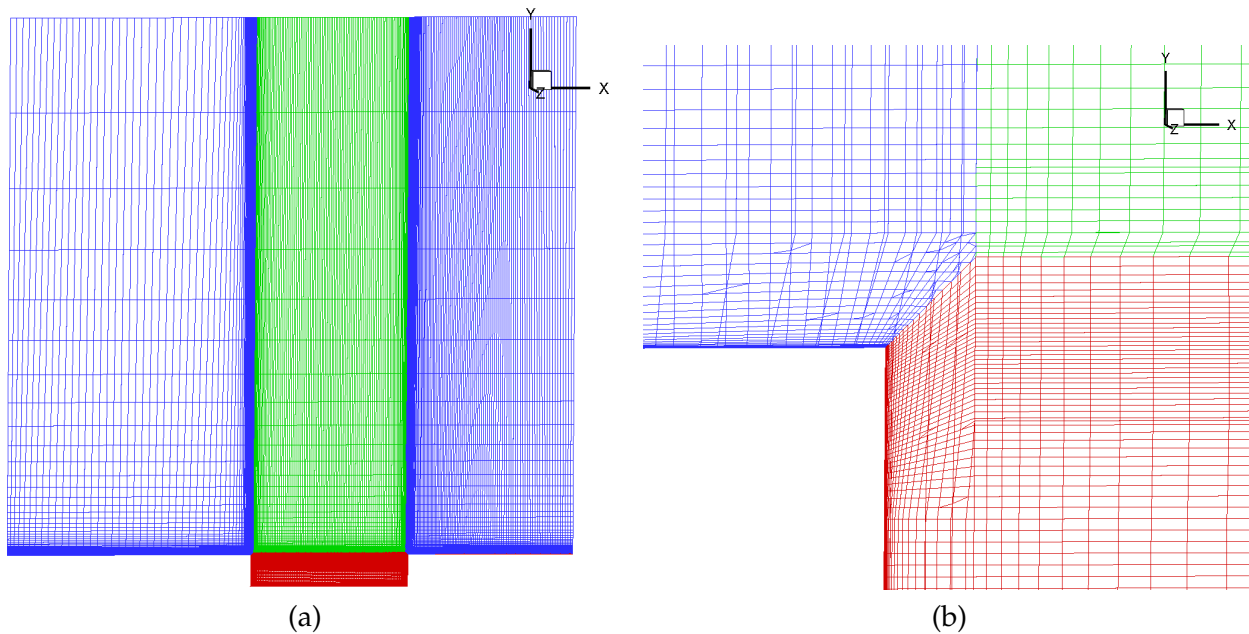


FIGURE 7.7 – Coupe dans le plan médian du maillage M2 : (a) : ensemble du maillage, (b) : zoom sur le bec amont de la cavité

Les deux maillages M1 et M2 comportent $3,5 \times 10^6$ points. Une attention particulière a été portée au raffinement du maillage à l’intérieur de la cavité de façon à ce que les cellules soient le plus isotrope (cubique) possible. Dans les deux cas, les couches limites sont résolues jusqu’à la paroi

en s'attachant au respect de la condition $\Delta y^+ < 1$.

Pour analyser l'effet de la densité de maillage, chacun des maillages a donné lieu à des simulations ne prenant en compte qu'un point sur deux dans chaque direction, soit un huitième du nombre total de points (soit environ 450 000 points). Ces maillages sont trop relâchés pour ce type d'écoulement mais ils visent d'une part à étudier le comportement de l'approche SAS sur maillage grossier, d'autre part à sensibiliser le lecteur aux dangers d'une simulation sous-résolue.

Dans le cas des simulations sur maillage standard, le pas de temps global choisi est $0,35\mu s$ tandis que sur maillage grossier le pas de temps global choisi est deux fois plus grand soit $0,7\mu s$. Ces choix garantissent le respect de la condition $CFL < 1$. Notons par ailleurs que les travaux de Larchevêque (2003) montrent qu'un pas de temps inférieur à $0,02ms$ est suffisant pour capturer la physique de cet écoulement. Ainsi le pas de temps choisi sur maillage standard, respectivement sur maillage grossier, étant 50 fois, respectivement 25 fois, plus petit que celui de proposé par Larchevêque, la physique de cet écoulement est capturée avec précision.

Le schéma de discrétisation spatiale retenu est le schéma décentré d'ordre 2 de Roe et le limiteur superbee a été choisi. Ce choix est motivé par deux critères :

- L'écoulement étant transsonique, des chocs faibles sont possibles et peuvent déstabiliser une simulation menée avec un schéma centré de type Jameson à moins d'augmenter le niveau de dissipation artificielle ce qui n'est pas pertinent avec la stratégie de modélisation de la turbulence adoptée.
- Les bonnes prévisions obtenues avec le schéma de Roe et le limiteur superbee sur des configurations d'écoulement transsonique (Hirsch 2007).

7.3.3 Acquisition et post-traitements des données

7.3.3.1 Acquisition des données expérimentales

Dans le dispositif expérimental mis en place à QinetiQ, dix capteurs de pression instationnaire (kulites), numérotés de 20 à 29, ont été placés au fond de la cavité (voir figure 7.4) dans le but d'acquérir les signaux de pression. En prenant comme référence le bord amont de la cavité, les abscisses des kulites sont telles qu'indiquées au tableau 7.1.

Kulites	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
x/L	0,05	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65	0,75	0,85	0,95

TABLE 7.1 – Numéros des kulites et positions associées

Grâce à ces sondes, de Henshaw (2000) acquiert des signaux de pression d'une durée totale de 3,2s avec une fréquence d'échantillonnage de 6000Hz. A titre d'exemple, les signaux de pression obtenus aux kulites 20 et 29 sont présentés sur la figure 7.8.

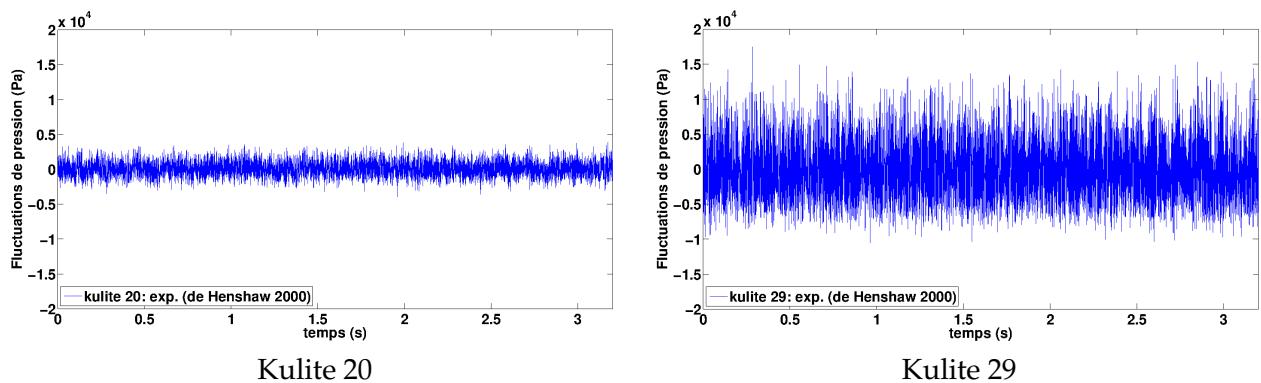


FIGURE 7.8 – Signaux de pression expérimentaux : (a) : kulite 20 - (b) : kulite 29

7.3.3.2 Acquisition des données numériques

7.3.3.2.1 Description de la méthode

Dans chacune des simulations numériques, les signaux de pression ont été acquis aux mêmes positions que celles choisies dans le dispositif expérimental. La fréquence d'échantillonnage considérée pour les simulations sur les maillages standards (M1 et M2) est $2,9\text{MHz}$ alors que celle choisie pour les simulations sur maillages grossiers est $1,45\text{MHz}$. Avant de pouvoir mener des comparaisons pertinentes aux données expérimentales, divers post-traitements sont nécessaires. D'abord, il faut éliminer le régime transitoire des signaux obtenus. Puis il faut vérifier que la durée d'acquisition est suffisante pour garantir la convergence des statistiques. Enfin, ces signaux sont convertis en niveau de pression sonore, dont nous retiendrons le sigle anglo-saxon SPL (Sound Pressure Level), pour faciliter la comparaison entre prévisions numériques et données expérimentales. Ces divers aspects sont successivement exposés ci-dessous.

7.3.3.2.2 Estimation de la durée du régime transitoire

Les simulations d'écoulements instationnaires n'aboutissent pas instantanément à un état pleinement développé, ce temps de latence correspond au régime transitoire. Pour estimer cette durée, nous avons utilisé le logiciel *meancalc*® développé par Mockett et al. (2010) et présenté au chapitre 4.

En notant T_0 le rapport L/U_0 qui vaut approximativement $1,83\text{ms}$, nous avons estimé le régime transitoire sur les maillages grossiers à $61T_0$ et sur les maillages standards à $87T_0$. A titre illustratif, Peng (2005) estime le régime transitoire entre $10T_0$ et $50T_0$.

7.3.3.2.3 Durée de l'acquisition

La durée totale de l'acquisition est motivée par la convergence des statistiques. A ce titre, nous avons vérifié que la convergence des moments statistiques d'ordre 1 (valeurs moyennes) et 2 (valeurs RMS) est satisfaite. Nous avons donc acquis les signaux de pression à chaque position puis nous avons calculé la valeur RMS en chaque point avec des incréments de durée d'échantillon de l'ordre de $0,1\text{s}$.

La figure 7.9 illustre cette analyse de convergence menée sur le maillage standard M2 avec le

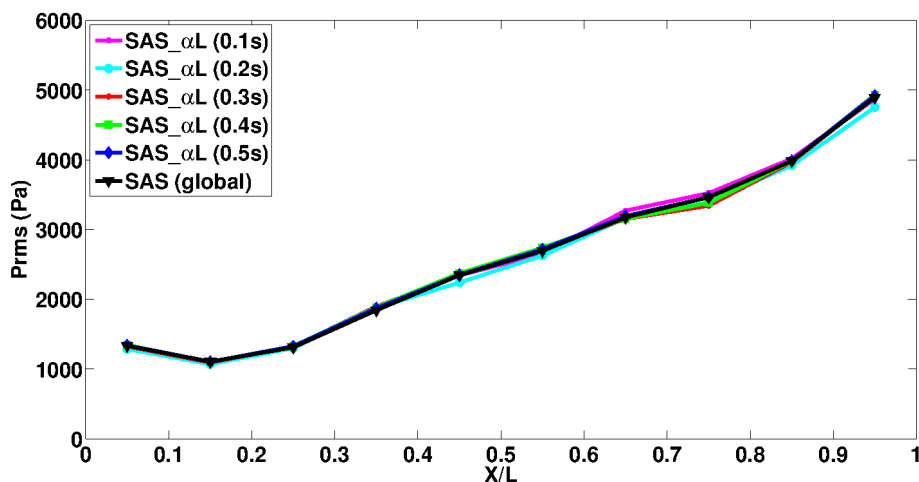


FIGURE 7.9 – Analyse de la convergence des RMS : modèle SAS- α L - Maillage M1

modèle SAS- α L. Les valeurs RMS de pression sont calculées à chaque kulite à partir d'échantillons de durée de plus en plus longue. Il apparaît qu'au-delà d'une durée de l'ordre de $0,3\text{s}$,

la durée de l'échantillon n'influe plus sur la valeur RMS de la pression et la convergence des moments statistiques d'ordre 1 et 2 peut être supposée. La durée totale du signal utilisé pour effectuer les comparaisons est d'environ 0,5s soit environ 270 temps de convection (L/U_0). A titre indicatif, nous pouvons mentionner qu'un signal d'une durée de 0,5s représente 67,5 fois le premier mode de Rossiter qui correspond à la fréquence caractéristique la plus faible que nous souhaitons capturer.

Les études de convergence pour les autres modèles et maillages sont reportées aux figures A.29 et A.28 en annexe A.4. Ces études montrent qu'une durée d'acquisition supérieure ou égale à 0,5s est suffisante pour satisfaire nos critères. La figure 7.10 illustre les signaux de pression obtenus numériquement avec les modèles SST, SAS et SAS- α L sur le maillage standard M2 aux kulites 20 et 29.

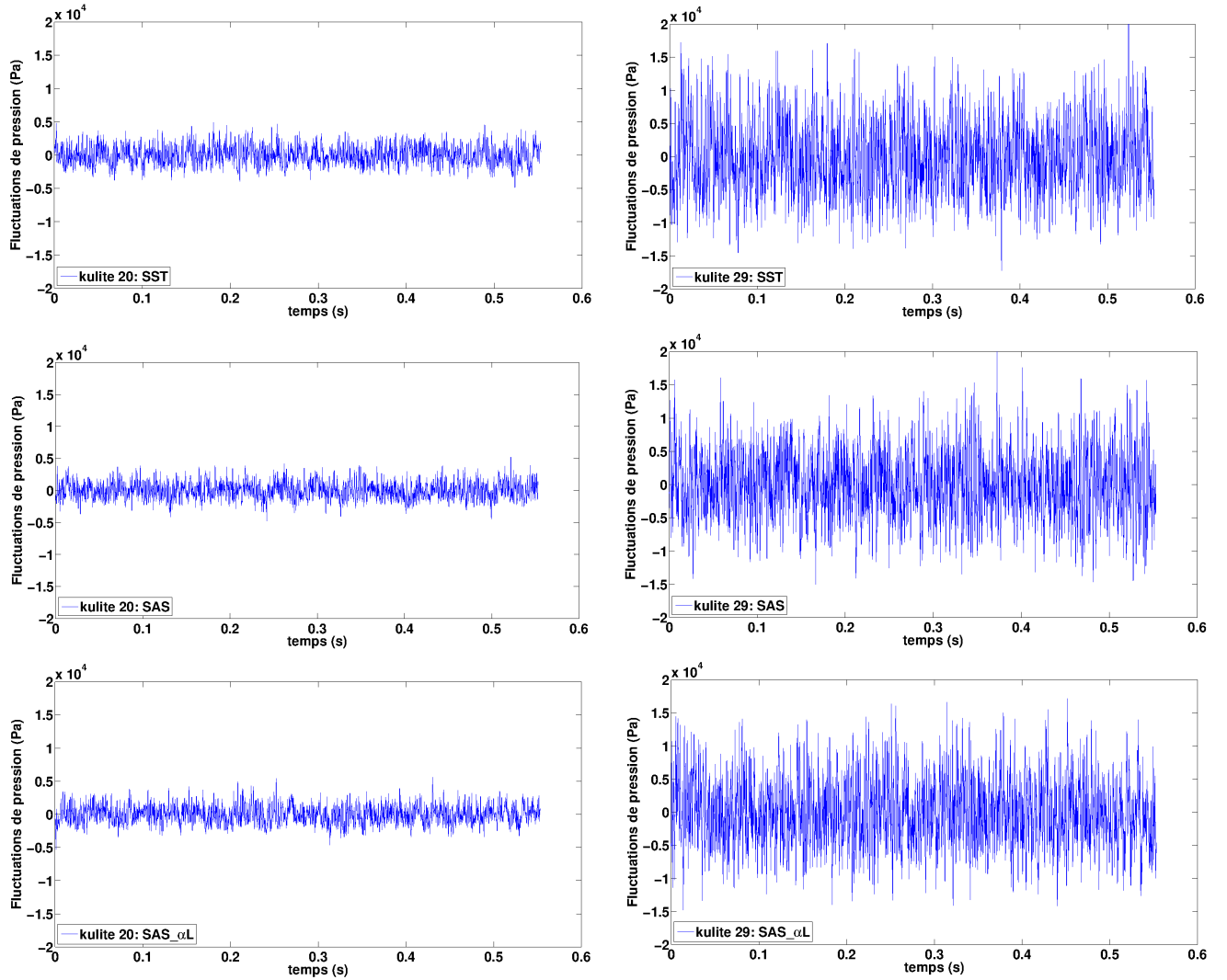


FIGURE 7.10 – Signaux de pression prévus par chacun des modèles de turbulence (SST, SAS et SAS- α L) aux kulites 20 et 29 sur maillage standard M1

7.3.3.2.4 Conversion des signaux en SPL

Les niveaux de pression sonore (SPL) sont calculés à partir de la formule (7.1) :

$$SPL = 10 \log \left(\frac{PSD(p - \langle p \rangle)}{p'_{ref}} \right) \quad (7.1)$$

avec $p'_{ref} = 2 \times 10^{-5} Pa$ la plus petite fluctuation de pression audible par l'homme et $\langle p \rangle$ la

moyenne temporelle du signal de pression considéré. Cette formule fait intervenir la densité spectrale de puissance (PSD) de la fluctuation de pression obtenue à chaque kulite. L'estimation de la densité spectrale de puissance est obtenue par l'emploi de l'algorithme de Welch (1967), exposé au chapitre 4, implanté dans le logiciel MATLAB[®]. Les paramètres appliqués dans cet algorithme sont un fenêtrage de 0,1s et un recouvrement de 50%. Ces paramètres sont identiques à ceux choisis par Ashworth (2005) facilitant ainsi une comparaison des prévisions obtenues au cours de nos simulations et celles obtenues en DES et URANS par Ashworth (2005). Mentionnons néanmoins que l'étude effectuée par Ashworth (2005) date de sept ans et que le maillage est plus relâché que le nôtre. En effet, le maillage utilisé par Ashworth (2005) comporte au total $1,68 \times 10^6$ points dont 420000 points dans la couche de mélange et 430000 points dans la cavité. Par ailleurs, Ashworth (2005) utilise des lois de paroi sur les couches limites situées en amont et en aval de la cavité. L'auteur compare les résultats obtenus en DES à ceux issus d'une simulation URANS (modèle SST).

7.4 COMPARAISON DES RÉSULTATS SUR LES MAILLAGES STANDARDS M1 ET M2

7.4.1 Analyse qualitative

La figure 7.11 montre les structures turbulentes résolues par les trois modèles de turbulence SST (1^{ère} ligne), SAS (2^{ème} ligne) et SAS- α L (3^{ème} ligne) avec les deux maillages M1 (1^{ère} colonne) et M2 (2^{ème} colonne). Cette visualisation est obtenue grâce au critère Q présenté au chapitre 4 colorée par le rapport $\frac{\mu_t}{\mu}$.

L'emploi du maillage M1 mène à la conclusion que le modèle SAS permet de résoudre davantage de structures turbulentes que le modèle SST et que le modèle SAS- α L est supérieur au modèle SAS. En particulier, le niveau de viscosité turbulente prévu par le modèle SAS est plus faible qu'en SST. Il est encore diminué par l'emploi du modèle SAS- α L. L'amélioration observée par l'emploi du modèle SAS- α L s'explique par le fait qu'une couche de mélange se développe en aval du bec de la cavité et que dans cette zone, la correction proposée s'active. L'emploi du maillage M2 permet de tirer les mêmes conclusions. En comparant les solutions obtenues avec un même modèle de turbulence sur les deux maillages, nous observons que de façon générale le maillage M1 permet de résoudre davantage de structures dans la couche de mélange que le maillage M2 alors que ce dernier conduit à un sillage plus riche (avec des structures plus fines) que le maillage M1. Ce comportement est cohérent avec le raffinement du maillage de la couche de mélange dans le maillage M1 et le relâchement du maillage dans la zone de sillage.

La figure 7.12 illustre les structures turbulentes résolues au sein de la cavité (coupe dans le médian) par le biais du module de vorticité. Peu de différences sont visibles dans le niveau de résolution atteint par les trois modèles quel que soit le maillage.

La figure 7.13 illustre les structures turbulentes résolues en DES par Ashworth (2005). Nous observons que les approches URANS précédentes atteignent un degré de détail plus faible qu'en DES mais qu'elles offrent une représentation fidèle de la physique de ces écoulements.

Les différences de comportement entre modèles observées à la figure 7.11 s'expliquent par les différences de niveau de viscosité prévu. En effet, la figure 7.14 montre que l'emploi du modèle SAS permet de réduire le niveau de viscosité turbulente et que cette tendance s'accroît avec l'emploi du modèle SAS- α L. Nous remarquons de plus que la réduction du niveau de viscosité turbulente (en SAS et SAS- α L) dans la couche de mélange est plus marquée avec le maillage M1 qu'avec le maillage M2. Cette observation suggère que les zones où l'approche SAS résout l'écoulement requièrent un maillage adapté à ce comportement.

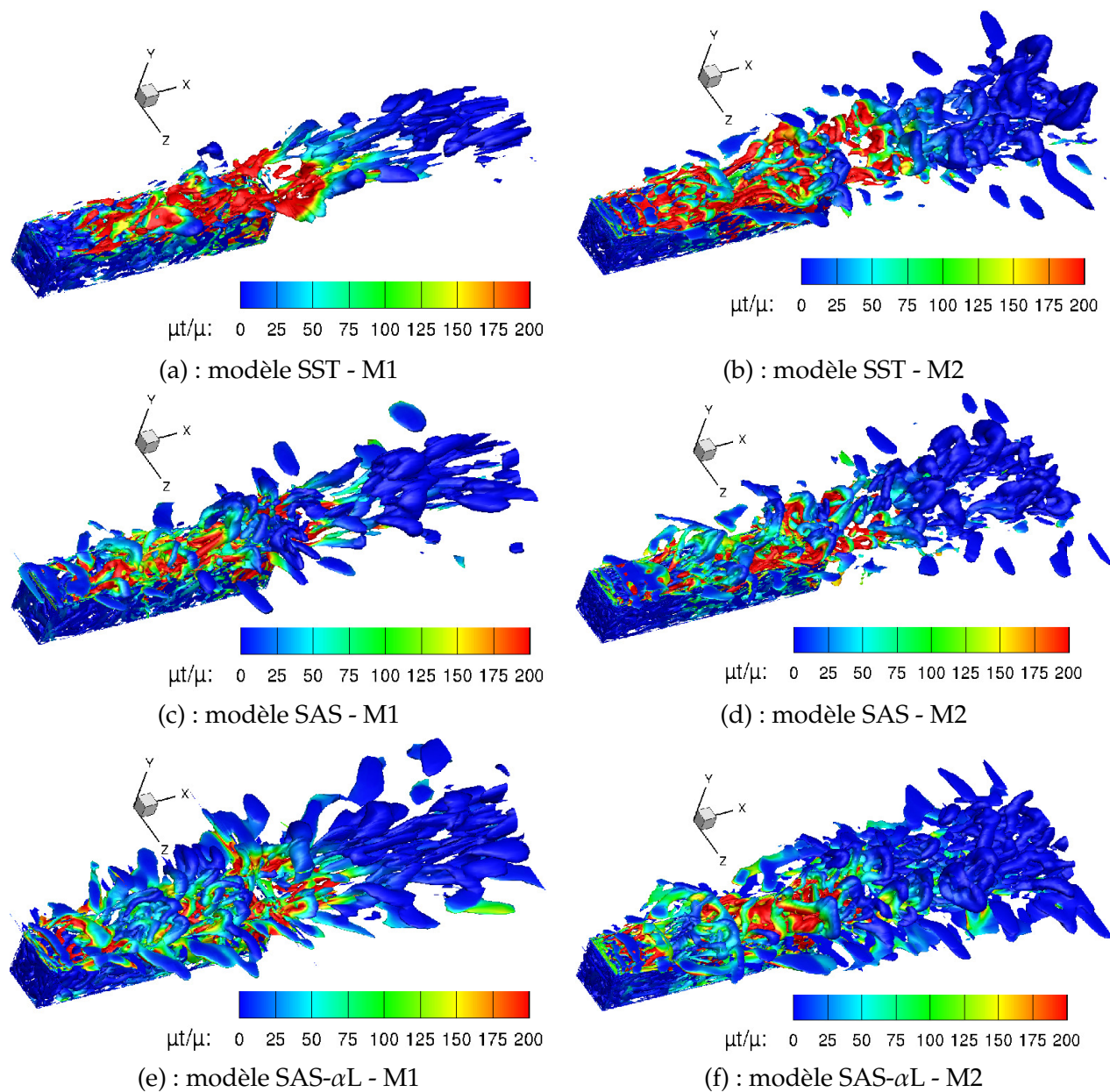


FIGURE 7.11 – Iso-surfaces du critère Q ($Q = -500000s^{-2}$) à $t = 0,7s$ ($380T_0$) - Maillage M1 et M2

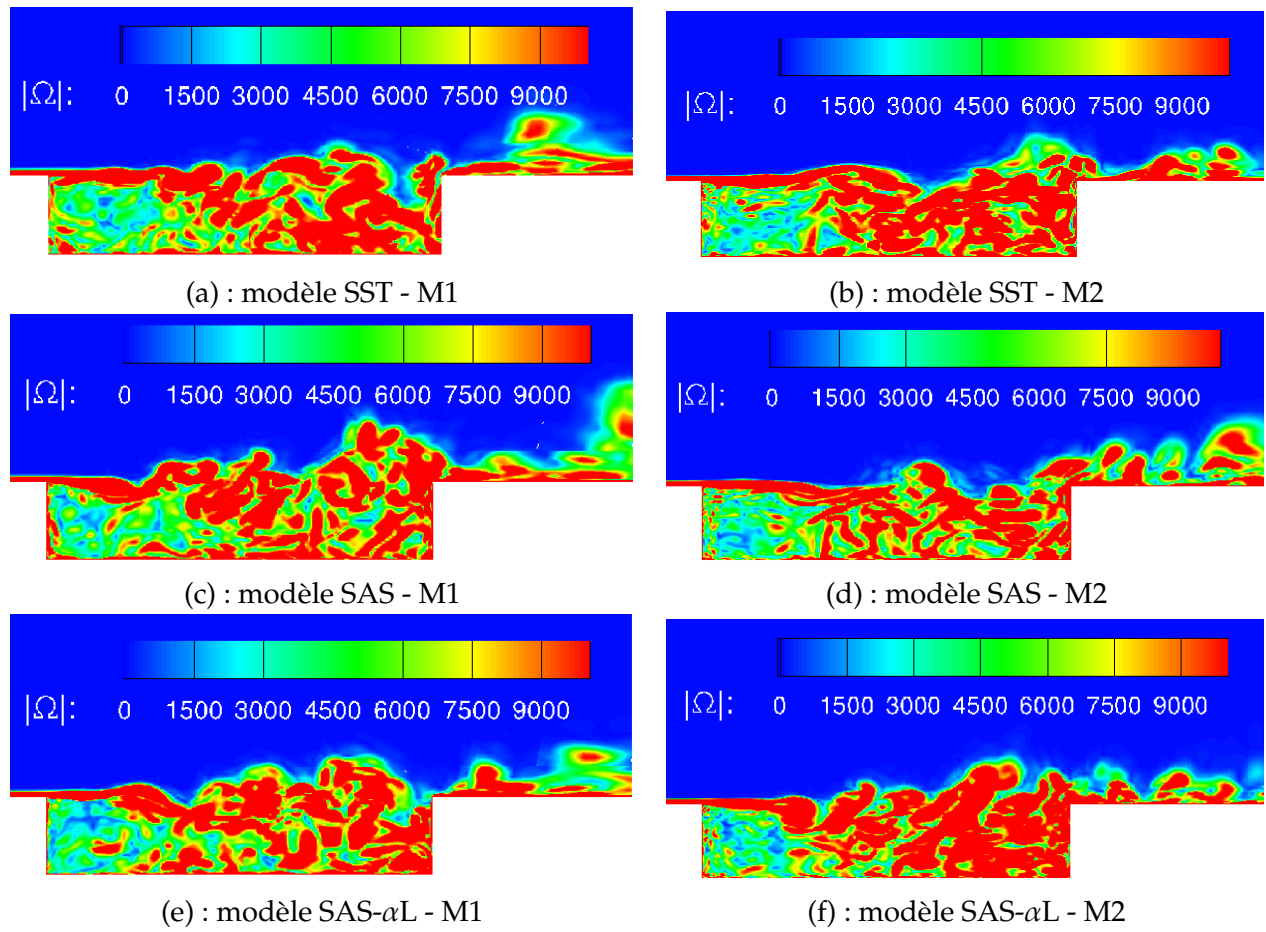


FIGURE 7.12 – Module de vorticité $|\Omega|$ au même instant $t = 0,7s$ ($380T_0$) - Maillage M1 et M2

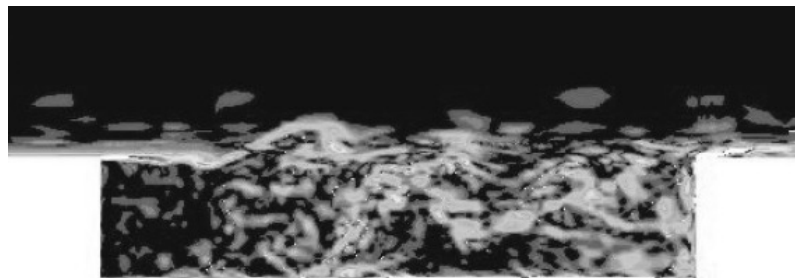


FIGURE 7.13 – Contours du module de vorticité dans le plan médian obtenus en DES (Ashworth 2005)

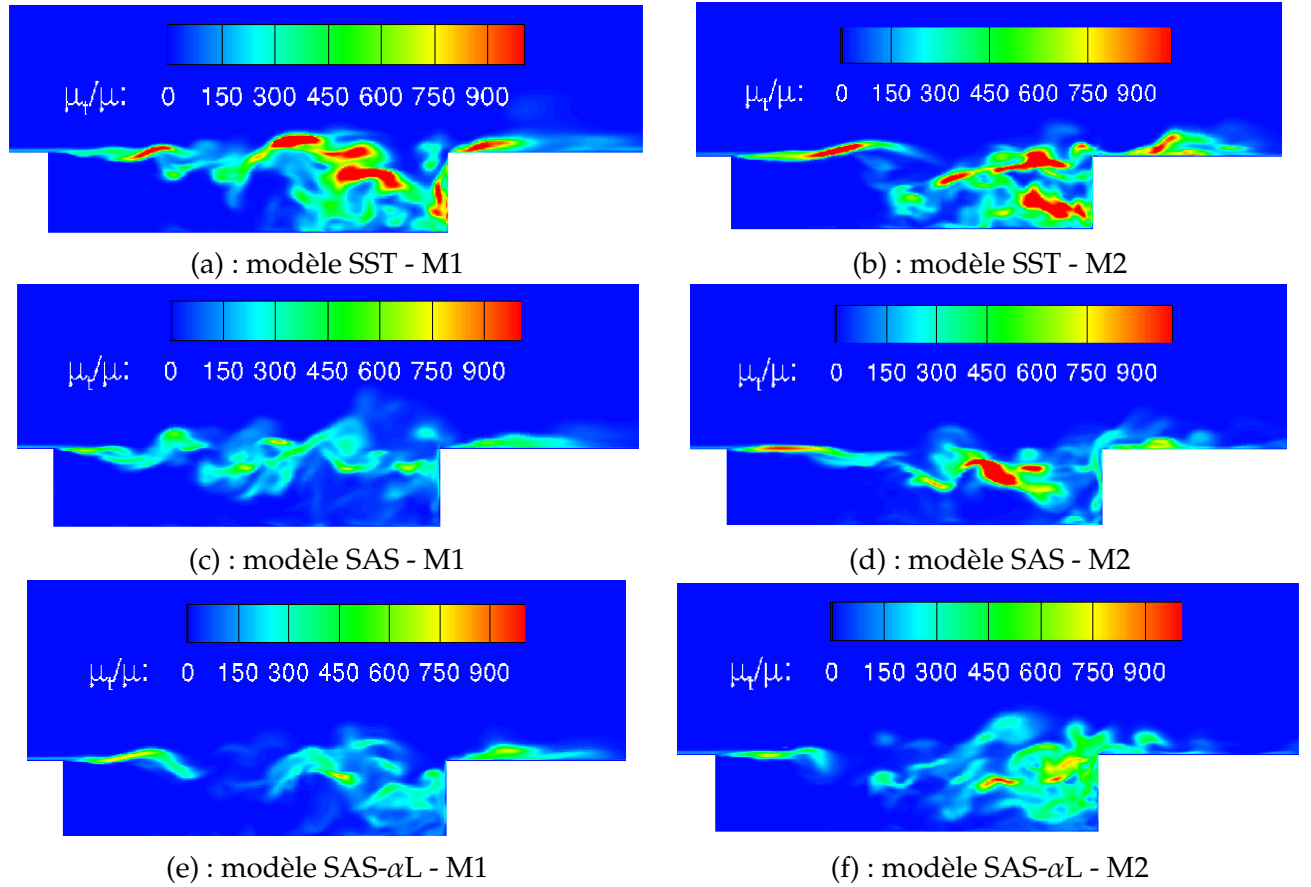


FIGURE 7.14 – Rapport de μ_t/μ à $t = 0,7s$ ($380T_0$) - Maillage M1 et M2

7.4.2 Analyse quantitative

La figure 7.15 compare les valeurs RMS de pression au fond de la cavité prévues par les trois modèles de turbulence testés et les données DES de Ashworth (2005). Dans un souci de clarté, les prévisions obtenues sur le maillage M1 sont présentées à la figure (a) et celles sur le maillage M2 sur la figure (b). Toutefois, pour faciliter les comparaisons entre maillages, les erreurs relatives par rapport aux données expérimentales sont exposées à la figure 7.16.

Quel que soit le maillage et le modèle utilisé, les valeurs RMS de pression prévues numériquement surestiment les valeurs expérimentales. Néanmoins, les modèles SST, SAS et SAS- α L reproduisent l'allure de la courbe expérimentale. Sur le maillage M1, le modèle SAS améliore les prévisions du modèle SST et le modèle SAS- α L est plus précis que le modèle SAS.

Sur le maillage M2, le modèle SAS améliore les prévisions du modèle SST et peu de différences apparaissent entre les modèles SAS et SAS- α L.

La topologie de maillage choisi n'a quasiment aucune influence sur les prévisions du modèle SST alors que le maillage M2 améliore les prévisions des modèles SAS et SAS- α L. Les valeurs RMS de pression prévues par les modèles SAS, SAS- α L (et aussi dans une moindre mesure SST) sur le maillage M1 sont supérieures à celles prévues sur le maillage M2. Ce comportement est probablement le résultat de faibles oscillations numériques résultant des mailles de la couche de mélange plus allongées que dans le maillage M2 comme nous l'avons expliqué précédemment.

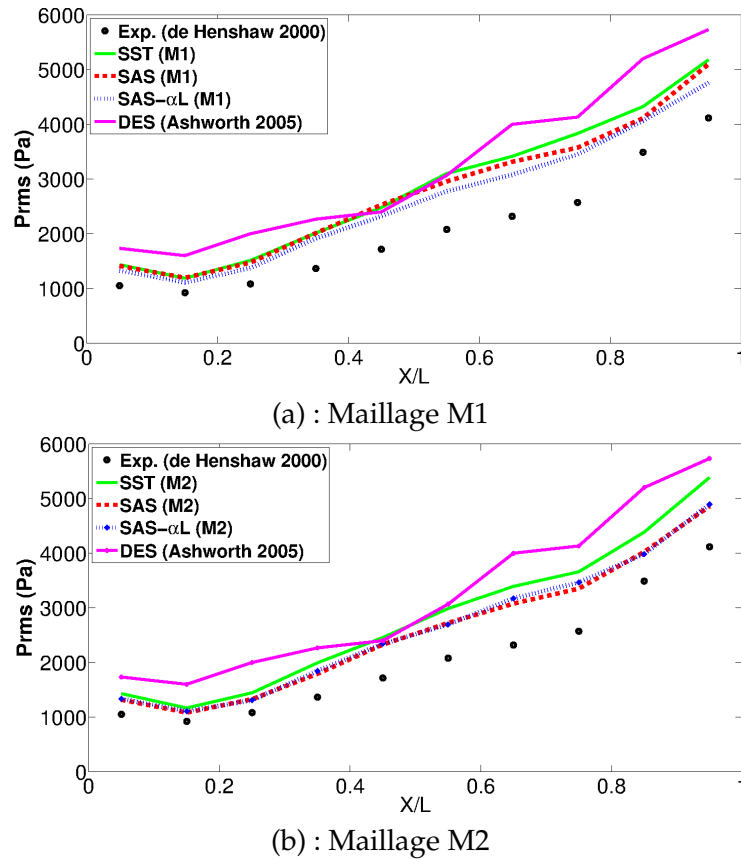


FIGURE 7.15 – Cavité M219 : Valeurs RMS de pression prévues par chacun des modèles et en DES (Ashworth 2005) au fond au dond de la cavité : Maillage M1 et M2

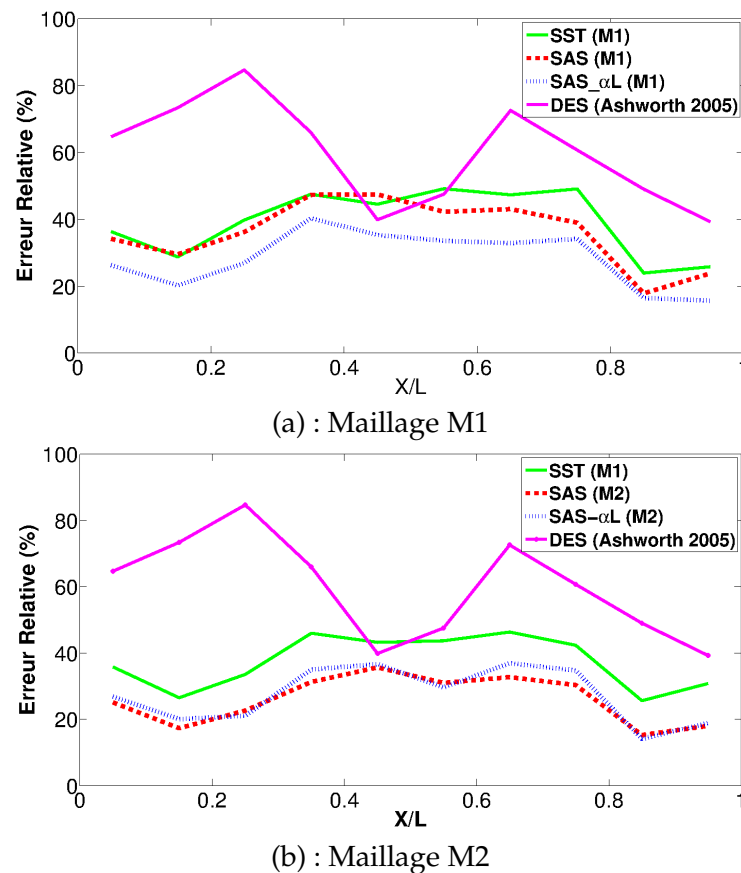


FIGURE 7.16 – Cavité M219 : Erreurs relatives associées aux valeurs RMS de pression prévues par chacun des modèles et en DES (Ashworth 2005) au fond la cavité : Maillage M1 et M2

Les prévisions DES de Ashworth (2005) sont moins précises que celles des trois modèles appliqués ici.

Nous présentons à la figure 7.17 les SPL prévus par les trois modèles aux kulites 20 et 29 sur

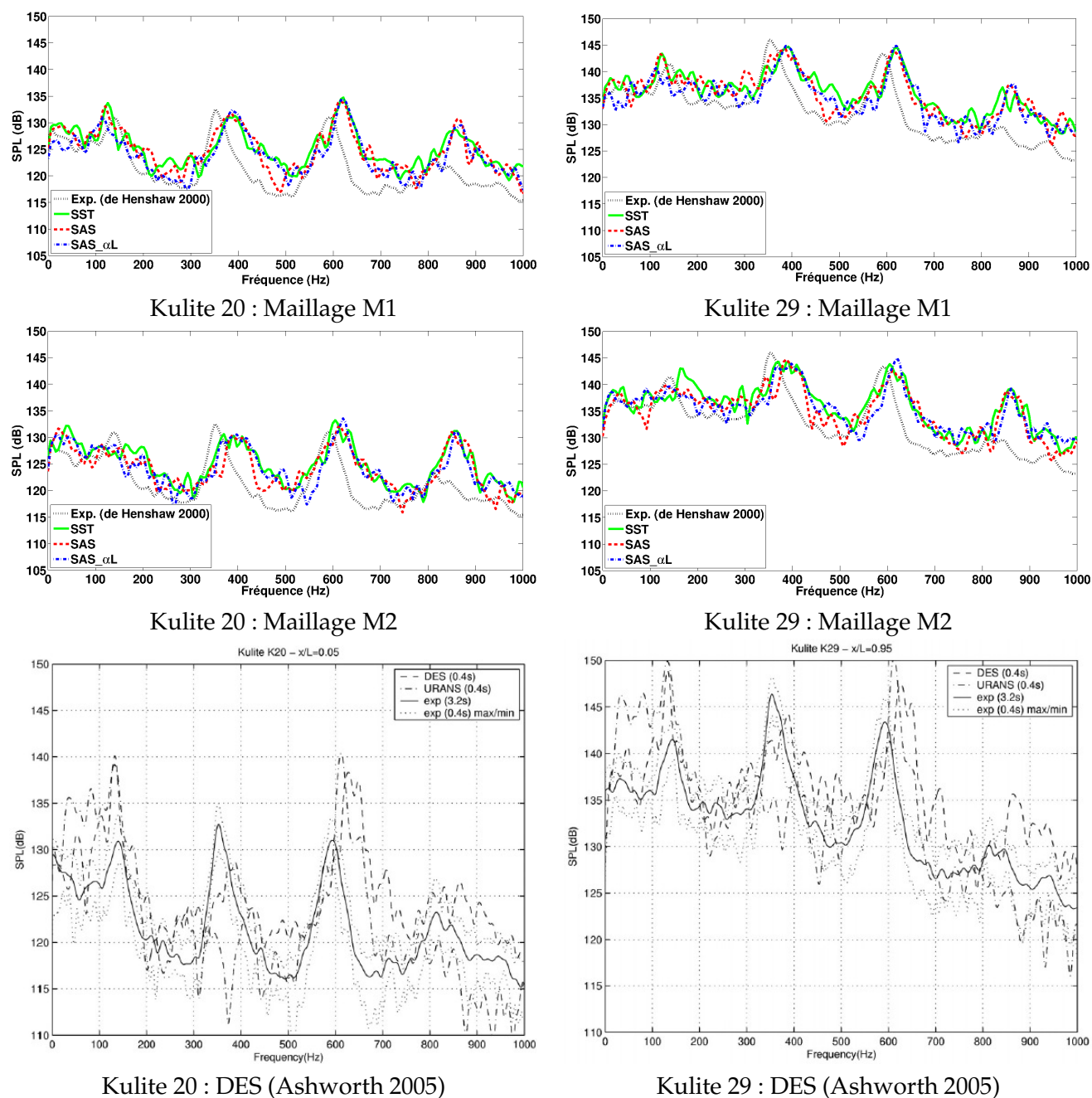


FIGURE 7.17 – Cavité M219 : Comparaison des niveaux de pression sonore (SPL) aux kulites 20 et 29

les maillages M1 et M2 ainsi que ceux obtenus par Ashworth (2005). Les prévisions de SPL aux autres kulites peuvent être consultées en annexe A.4 aux figures A.30 et A.31.

Les simulations de Ashworth (2005) montrent que le modèle SST (courbe URANS) reproduit le premier et le troisième mode et ne capture pas le deuxième mode. La DES quant à elle est capable de prévoir les trois premiers modes de Rossiter. Le quatrième mode Rossiter est sous-estimé par le modèle SST et surestimé par la DES.

Dans nos simulations, quel que soit le modèle employé (SST, SAS et SAS- α L), les trois premiers modes sont bien reproduits alors que le quatrième mode est surestimé. L'étude du cylindre a montré la dissipation des hautes fréquences par les approches URANS et ce comportement peut expliquer l'imprécision observée sur le quatrième mode.

7.5 EFFET D'UN MAILLAGE GROSSIER

Les comparaisons menées au paragraphe précédent ont montré que le modèle SST était capable de reproduire les mécanismes physiques dominants de l'écoulement de cavité contrairement à ce qui est rapporté dans la littérature. Aussi, comme les études antérieures sont menées sur des maillages moins denses que les nôtres, nous avons analysé le comportement des modèles SST, SAS et SAS- α L sur des maillages relâchés obtenus en ne considérant que la moitié des points dans chaque direction. Dans ce paragraphe nous synthétisons quelques résultats obtenus sur le maillage grossier issu de M2.

La figure 7.18 illustre les structures turbulentes résolues par les modèles SST, SAS et SAS- α L. Le

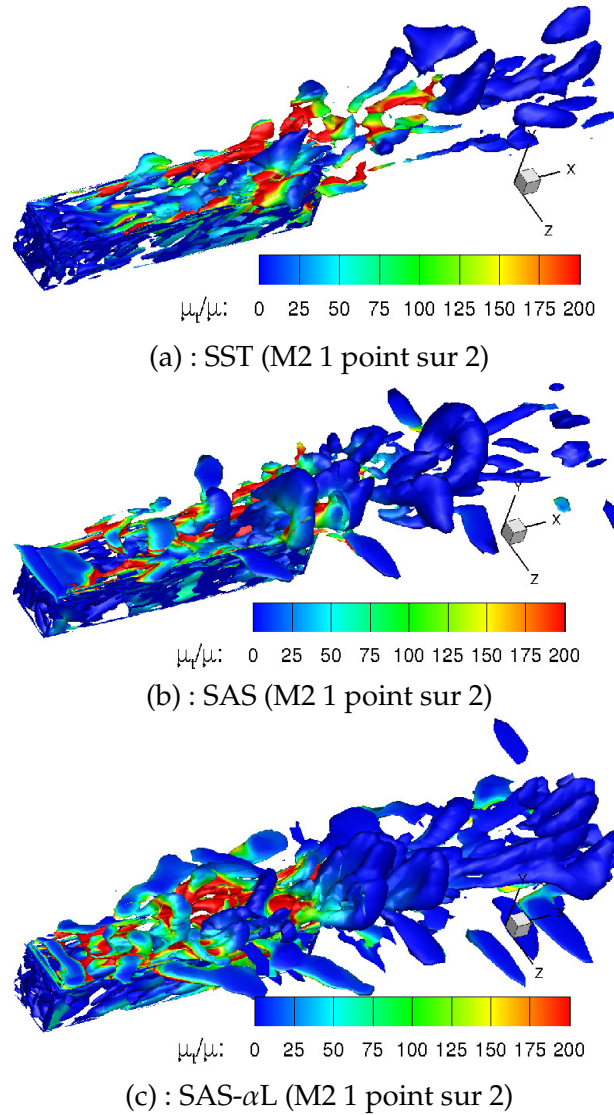
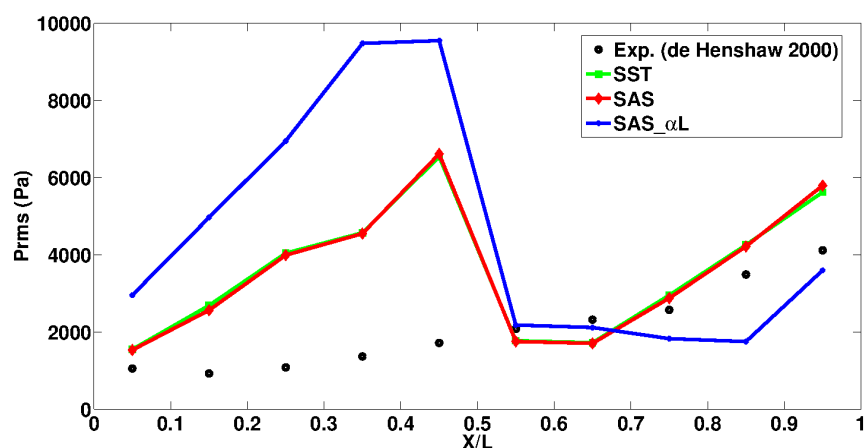


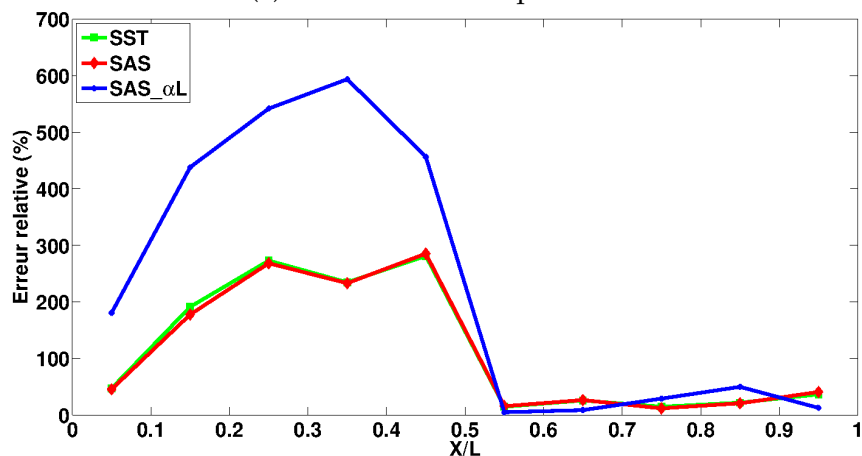
FIGURE 7.18 – Iso-surfaces du critère Q ($Q = -500000s^{-2}$ à $t = 0,7s$ ($380T_0$) - Maillage M2 (1 point sur 2)

relâchement du maillage a pour effet de réduire la gamme de structures résolues au-dessus de la cavité et dans son sillage. Notons néanmoins que l'enrichissement de la solution grâce à l'emploi des modèles SAS et SAS- α L est observé même sur un maillage aussi grossier. Les prévisions des valeurs de RMS de pression ainsi que les erreurs relatives associées sont illustrées à la figure 7.19. Il apparaît clairement que le relâchement du maillage dégrade fortement les prévisions et plus particulièrement dans la première moitié de la cavité.

Les SPL prévus aux kulites 20 et 29 sont présentés à la figure 7.20. Les prévisions concernant les autres kulites peuvent être consultées en annexe A.4 à la figure A.33. Il apparaît que les modèles SST et SAS coïncident et prévoient les deuxième et troisième modes de Rossiter. Le modèle SAS- α L est quant à lui le moins précis.

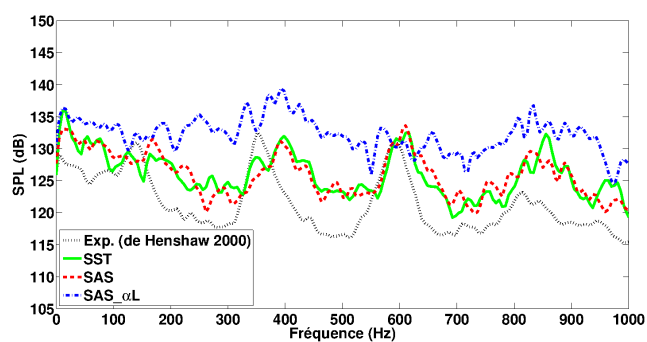


(a) : Valeurs RMS de pression

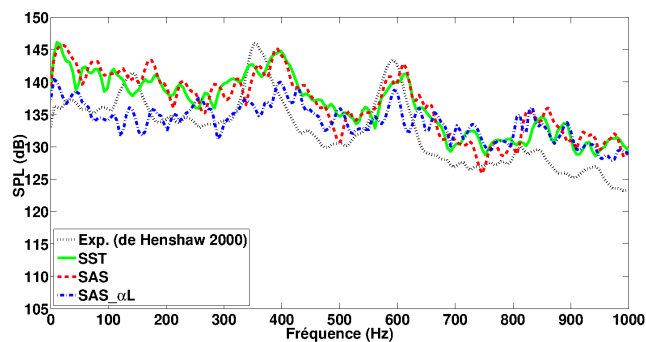


(b) : Erreur relative associée

FIGURE 7.19 – RMS de pression prévues par chacun des modèles au fond la cavité et erreurs relatives associées



Kulite 20



Kulite 29

FIGURE 7.20 – Comparaison des niveaux de pression sonore (maillage M2 - 1 point sur 2)

7.6 CONCLUSION DE L'ÉTUDE DE LA CAVITÉ M219

Dans ce chapitre, nous avons analysé le comportement des modèles SST, SAS et SAS- α L sur une configuration aéroacoustique d'intérêt pratique. Les simulations ont été conduites sur deux maillages dont la topologie vise des buts différents. Deux densités de maillage ont été utilisées dont une très grossière et l'autre tout à fait supportable dans un contexte industriel. Il apparaît que les trois modèles de turbulence sont très imprécis quand le maillage devient trop grossier. En revanche, les prévisions des trois modèles de turbulence concordent avec les données expérimentales lorsque le maillage est suffisamment raffiné dans les zones où les mécanismes physiques dominants se produisent. Bien que les prévisions soient très proches, il apparaît que le modèle SAS- α L est plus précis, ce qui peut se justifier par son aptitude à reproduire plus fidèlement la couche de mélange qui est à l'origine des phénomènes sonores rencontrés dans la cavité. Notons toutefois que contrairement à ce qui est souvent rapporté dans la littérature, le modèle SST peut raisonnablement être employé sur cette configuration puisqu'il assure un niveau de précision tout à fait acceptable dans le cadre d'une étude d'ingénierie. Un soin particulier doit être apporté au maillage et aux méthodes numériques utilisés. En particulier, nous avons observé que l'emploi de mailles allongées dans la couche de mélange détériorent les prévisions. Enfin, mentionnons que le manque de données dynamiques (profils de vitesse...) expérimentales sur le cas de la cavité ne permet pas de mener une étude approfondie. Toutefois, notons que les possibilités actuelles d'effectuer des LES (résolues) sur le cas de la cavité pourrait donner lieu à des comparaisons plus fines.

ÉTUDE D'UN CAS INDUSTRIEL : LE JET CHAUD DÉBOUCHANT DANS UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE

8

DANS ce chapitre, nous nous proposons d'évaluer les performances de l'approche SAS sur un écoulement complexe issu d'une problématique industrielle aéronautique. L'objectif de cette étape est double. D'abord, elle vise à comparer les capacités des approches URANS (classique) et SAS sur un cas d'écoulement plus complexe que ceux précédemment étudiés et aussi à évaluer la viabilité et l'intérêt de l'approche SAS dans un contexte industriel. A cet effet, le cas du jet chaud débouchant dans un écoulement transverse (HJICF pour Hot Jet In a Cross Flow) a été retenu. Cet écoulement est rencontré sur les systèmes de dégivrage des nacelles d'avion. Dans ce chapitre est exposée la problématique de ces systèmes puis la physique des JICF est décrite brièvement. Ensuite, la configuration expérimentale mise en place dans le cadre du projet MAEVA est rappelée dans la mesure où la base de données à laquelle elle a donné lieu est utilisée pour notre étude comparative. Enfin, les résultats de l'étude numérique, en particulier les comparaisons entre les prévisions des trois modèles (SST, SAS et SAS- α L) et les données issues du projet MAEVA, sont présentés.

8.1 PRÉSENTATION DU SYSTÈME DE DÉGIVRAGE DES NACELLES D'AVION

8.1.1 Objectifs du projet MAEVA

Le projet de Modélisation Aérothermique des Ecoulements en Ventilation Avion (MAEVA), impliquant Airbus France et l'ONERA, visait à améliorer la compréhension et la prévision de l'environnement thermique des avions afin de permettre le remplacement des métaux par des matériaux composites. En effet, ces matériaux présentent deux avantages majeurs par rapport aux métaux :

- une masse volumique plus faible ;
 - des propriétés mécaniques plus élaborées, obtenues par combinaison de divers matériaux et par des techniques d'assemblage particulières (multicouches, drapage, enroulement filamentaire...).
- En revanche, les matériaux composites sont caractérisés par une sensibilité thermique accrue et leur emploi nécessite donc une connaissance précise de l'environnement thermique. Au cours de ce projet, diverses configurations ont été étudiées dont l'interaction d'un jet débouchant avec une paroi. Cette problématique est rencontrée dans les systèmes de dégivrage des nacelles d'avion.

8.1.2 Système de dégivrage des nacelles d'avion

En vol, le bord d'attaque de la nacelle peut être soumis au phénomène de givrage. Pour éviter ce phénomène, le système de dégivrage de la nacelle, illustré à la figure 8.1, est mis en place. De l'air chaud est soufflé et circule à l'intérieur du bord d'attaque afin d'éviter le givrage sur la paroi externe. Cet air chaud est ensuite collecté au niveau d'une écope puis éjecté sur le côté de la nacelle à travers une grille afin de mieux mélanger l'air chaud issu du jet et l'air froid qui s'écoule autour de l'avion en vol, appelé écoulement transverse. Ce système visant à dégivrer le bord d'attaque des nacelles possède néanmoins un inconvénient. La rencontre du jet chaud débouchant et de l'écoulement transverse a pour effet de rabattre l'écoulement chaud sur la paroi en aval du jet, compte tenu des faibles taux de soufflage rencontrés sur avion. Cette paroi, qualifiée de bouclier thermique, doit être dimensionnée avec beaucoup de soin car il s'agit d'une zone de forte température.

L'optimisation de la forme des éjecteurs de la grille et le dimensionnement du bouclier ther-

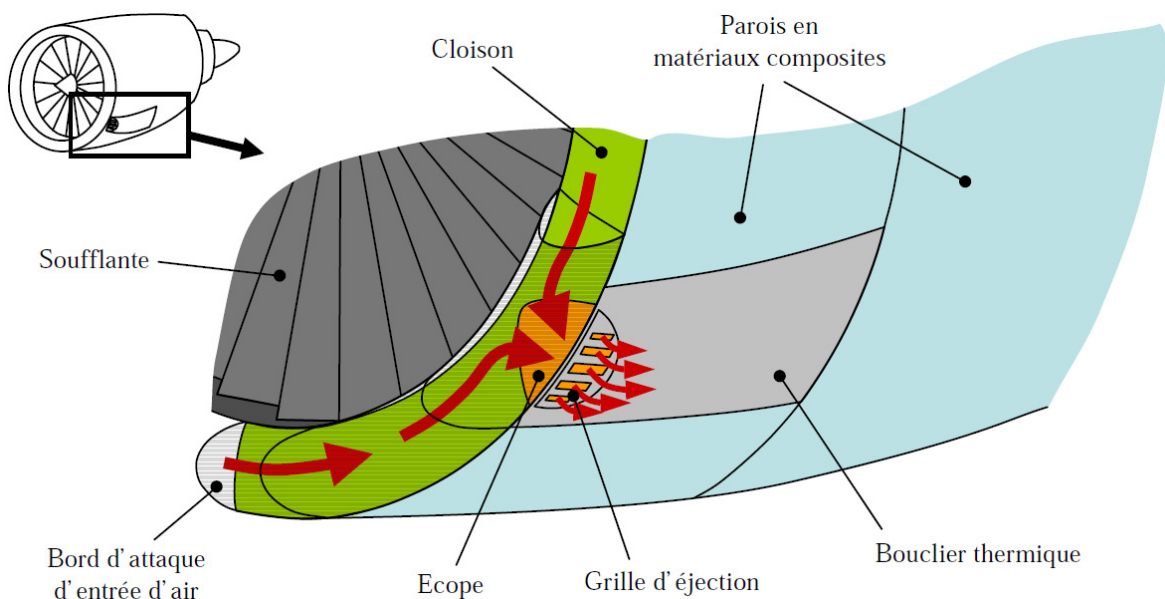


FIGURE 8.1 – Sortie du système de dégivrage de bord d'attaque de turboréacteur (vue de 3/4 avant) (Albugues 2005)

mique sont aujourd'hui réalisés en analysant les champs de température obtenus par simulation numérique. Puis la configuration retenue doit être validée par des essais en vol. Pour éviter de multiples essais qui accroissent les délais et coûts de fabrication, il est nécessaire que les prévisions issues des simulations et plus particulièrement des flux de chaleur à la paroi soient précis.

Or, la configuration de jet débouchant dans un écoulement transverse est très complexe et sa simulation constitue un défi majeur.

8.2 MÉCANISMES PHYSIQUES AU SEIN DU JICF ET SYNTHÈSE DES ÉTUDES NUMÉRIQUES

8.2.1 Mécanismes physiques des JICF

L'écoulement résultant de l'interaction d'un courant principal et d'un jet perpendiculaire est fortement tridimensionnel et dominé par des structures tourbillonnaires. La présentation détaillée de l'ensemble des mécanismes physiques dont il est le siège allourdirait ce manuscrit. Il paraît néanmoins opportun de présenter la structure de cet écoulement afin d'en mesurer toute la richesse et de faciliter l'interprétation des résultats de l'étude numérique dont il a fait l'objet. Le lecteur intéressé pourra se référer à la littérature (très riche) existante sur le thème du JICF (Andreopoulos 1985, Margason 1993, Fric et Roshko 1994, Brunet et Blanchard 2000).

La figure 8.2 (a) illustre les caractéristiques physiques de la configuration de JICF et définit les notations utilisées par la suite. La figure 8.2 (b) décrit les quatre types de structures cohérentes qui résultent de la rencontre du jet et de l'écoulement transverse. Ces quatre types de structures : tourbillons de la couche cisailée, tourbillons en fer à cheval, paire contrarotative et tourbillons de sillage sont successivement décrites.

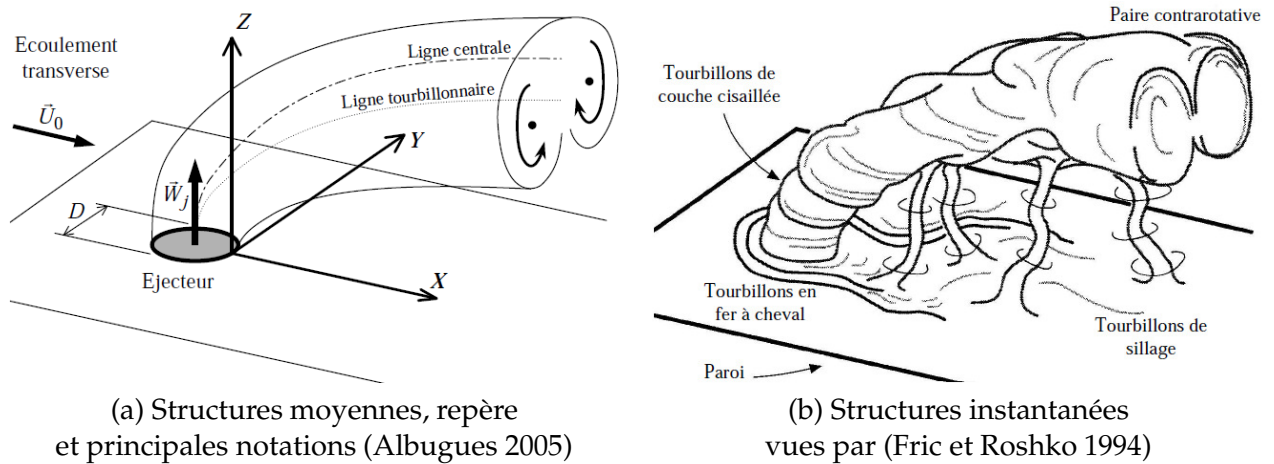


FIGURE 8.2 – Structures d'un jet débouchant dans un écoulement transverse

8.2.1.1 Tourbillons de la couche cisailée

Les tourbillons de la couche cisailée naissent de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui résulte du cisaillement induit par la différence de vitesse des deux écoulements.

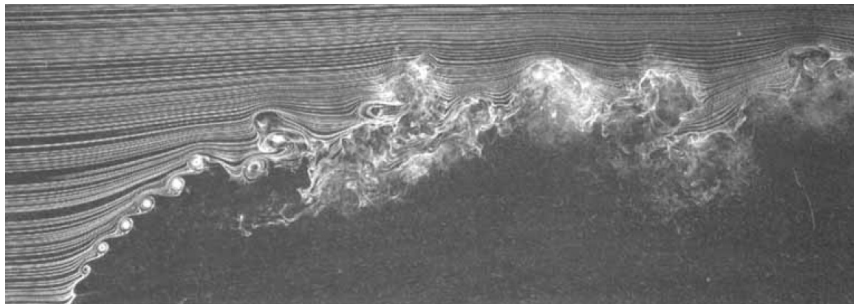


FIGURE 8.3 – Visualisations par fumée des tourbillons de la couche cisailée du jet débouchant dans un écoulement transverse (Fric et Roshko 1994)

Ces tourbillons de la couche cisaillée prennent naissance au pied du jet et dominent la structure du jet sur toute sa portion initiale. La figure 8.3, issue des travaux de Fric et Roshko (1994), illustre de manière remarquable ces structures qui sont similaires à celles rencontrées dans les jets libres.

8.2.1.2 Tourbillons en fer à cheval

Les tourbillons en fer à cheval se forment par effet de blocage dû au jet qui fait office de cylindre bloquant. En effet, de manière analogue à ce qui se passe sur la configuration de plaque plane surmontée d'un cylindre vertical, la couche limite en amont du jet, est soumise à un gradient de pression adverse avant l'obstacle (jet ou cylindre) et décolle pour former les tourbillons en fer à cheval.

La figure 8.4 illustre ces tourbillons en fer à cheval (repérés par les deux flèches sur la figure (b))

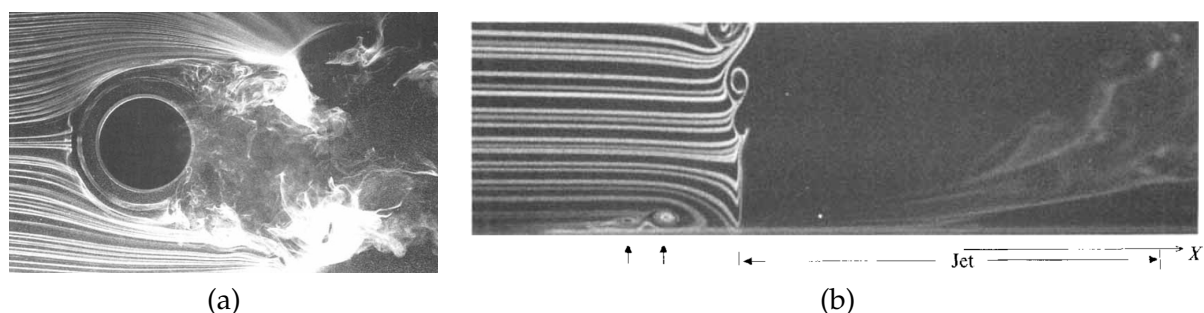


FIGURE 8.4 – Tourbillons en fer à cheval : (a) vue de dessus, (b) coupe transverse du jet : tourbillons en fer à cheval et interactions avec les tourbillons de la couche cisaillée au pied du jet (Fric et Roshko 1994)

et leur interaction avec les tourbillons de la couche cisaillées présents au pied du jet.

8.2.1.3 Paires contrarotatives

Ces structures sont mises évidence par l'analyse des champs de vitesse moyenne et sont caractérisées par un fort rotationnel de vitesse moyenne et une turbulence élevée. Bien que certains auteurs aient attribué ces structures à la ré-orientation, sous l'effet de l'écoulement transverse, des tourbillons de la couche cisaillée, aujourd'hui il est largement admis que ces structures résultent du cisaillement latéral du jet lors de son contournement par l'écoulement transverse. Cette conjecture avancée par Kamotani et Greber (1972) a été validée par les études expérimentales et numériques de Kelso et al. (1996) et Yuan et al. (1999)

8.2.1.4 Tourbillons de sillage

La dernière classe de structures rencontrées sur le cas du jet débouchant dans un écoulement transverse est constituée des tourbillons de sillage. Tout d'abord, mentionnons que le sillage du JICF désigne la zone située entre le panache du jet et la paroi située en aval de l'éjecteur. Les tourbillons de sillage sont délimités d'un côté par la paroi en aval de l'éjecteur et de l'autre par le jet lui-même. Les mécanismes de formation de ces structures ne font pas l'objet d'un consensus. Toutefois, les travaux de Fric et Roshko (1994) et Kelso et al. (1996) tendent à montrer que les tourbillons de sillage naissent du décollement qui se produit alternativement de chaque côté de l'éjecteur et correspondent à des lâchers tourbillonnaires similaires aux allées de von Kármán qui se forment derrière un cylindre, le jet jouant ce rôle ici. Ces tourbillons dont l'axe est initialement parallèle à la paroi, sont redressés par le jet puis convectés dans le sillage.

8.2.1.5 Fréquences caractéristiques du JICF

Dans la littérature, l'analyse spectrale des mesures instationnaires effectuées en diverses positions dans le jet a montré l'existence de fréquences caractéristiques associées au lâcher

tourbillonnaire. Usuellement, ces fréquences sont adimensionnées sous la forme d'un nombre de Strouhal :

$$f = \frac{fD}{U_0} \quad (8.1)$$

où f est la fréquence considérée, D la dimension latérale de l'éjecteur et U_0 la vitesse de l'écoulement transverse.

Des études ont montré que le nombre de Strouhal ainsi obtenu est fonction du taux de soufflage et Krothapalli et al. (1989) proposent la relation suivante :

$$St = 0,18V_R^{-5/4} \sqrt{1 + V_R^2} \quad (8.2)$$

où $V_R = \frac{W_j}{U_0}$. Pour les taux de soufflage élevés, Fric et Roshko (1994) montrent que le nombre de Strouhal dépend aussi du nombre de Reynolds. Andreopoulos (1985) étudie sur une large gamme de nombre de Reynolds des jets débouchant caractérisés par un faible taux de soufflage et observe que le nombre de Strouhal demeure proche de la valeur 0,4.

8.2.2 Synthèse bibliographique des études numériques sur le JICF

Diverses approches ont été appliquées pour simuler les jets débouchant dans un écoulement transverse. Etant donné le peu de ressources requises et son antériorité, l'approche RANS a été très largement appliquée. Les travaux d'Alvarez et al. (1993) traitent un cas de jet axisymétrique débouchant avec un faible taux de soufflage ($W_j/U_0 = 0,5$). Cette étude est particulièrement intéressante dans la mesure où deux types de modèle sont appliqués : le modèle à viscosité turbulente $k - \varepsilon$ standard et le modèle aux tensions de Reynolds (RSM) de Jones et Musonge (1988). Leurs prévisions sont comparées aux mesures d'Andreopoulos et Rodi (1985). La comparaison entre les prévisions numériques et les données expérimentales est peu satisfaisante. Cette conclusion est confortée par les travaux d'Acharya et al. (1999; 2000) qui montrent que les modèles à viscosité turbulente et les modèles RSM ont tendance à surestimer la hauteur du jet et à sous-estimer sa largeur. Les mêmes conclusions ont été tirées à partir des simulations menées avec le modèle $k - L$ de Smith (1994) dans le cadre du projet MAEVA (Albugues 2005).

Etant donnée la forte instationnarité qui caractérise cet écoulement, une approche instationnaire paraît plus indiquée. Hsu et al. (2000) appliquent l'approche URANS au cas du jet débouchant. Leurs travaux utilisent le modèle $k - \varepsilon$ et montrent une bonne prévision des structures tourbillonnaires et de nettes améliorations (par rapport à l'approche RANS classique) en matière de prévision des champs de température et de vitesse. De plus, le nombre de Strouhal caractérisant les phénomènes périodiques présents dans le sillage est estimé avec une très bonne précision. Cependant, les prévisions numériques demeurent encore insuffisamment précises pour les besoins industriels ; à titre d'exemple, l'objectif du projet MAEVA était d'atteindre une erreur maximale de 20% sur les prévisions des échanges thermiques locaux.

Au vue de la grande complexité de cet écoulement et la diversité des structures à grande échelle qui l'habitent, il y a peu d'espoir que l'approche (U)RANS classique capture correctement cet écoulement. En effet, les grosses structures étant responsables des principaux mécanismes physiques du jet, seule une approche qui résout ces structures est susceptible de satisfaire la précision requise.

Les simulations LES et DNS ont largement été employées sur des jets à faible taux de soufflage par Acharya et al. (1999). Outre l'amélioration des prévisions constatées, les LES effectuées par Tyagi (2002) ont permis de mettre en évidence des structures en forme d'arches (figure 8.5) qui rejoignent les observations expérimentales de Andreopoulos (1985). L'auteur donne l'origine des arches dans les tourbillons annulaires de KH de la couche cisailée externe du jet. Ces anneaux s'ouvrent ensuite vers l'aval puis compte tenu du gradient de vitesse la partie supérieure dépasse la partie inférieure et forme une arche (voir figure 8.6). Toutefois, les visualisations de l'écoulement issues de LES semblent attribuer la formation de ces structures en forme d'arche à un lâcher de tourbillons périodique issu de la zone de recirculation.

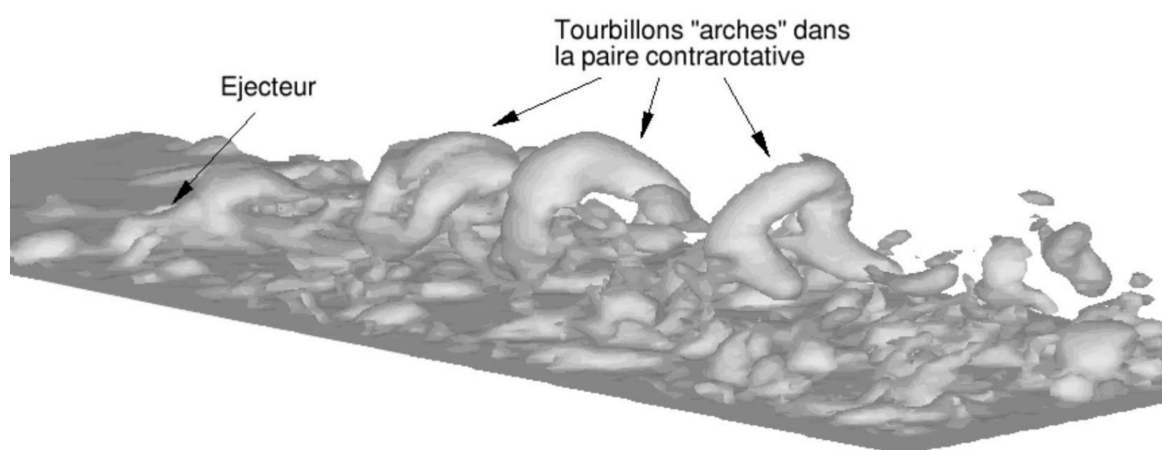


FIGURE 8.5 – Tourbillons en forme d’arches obtenues par LES (Tyagi 2002)

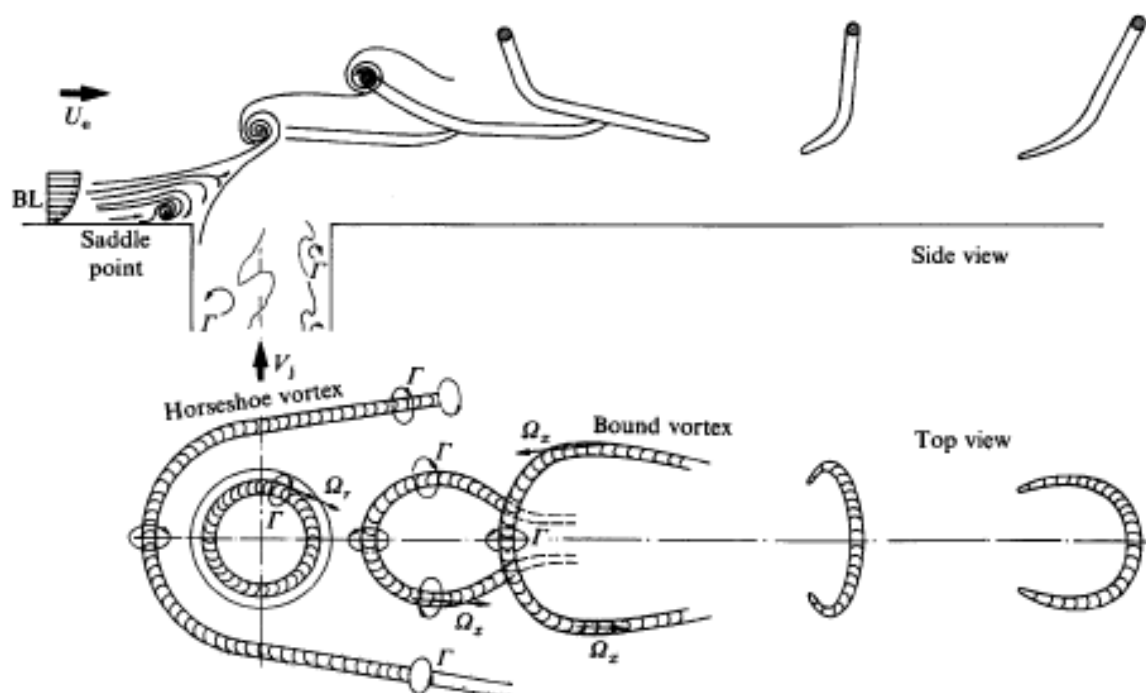


FIGURE 8.6 – Schématisation de la formation des tourbillons en forme d’arches (Andreopoulos 1985)

Bien que l’emploi des approches LES et DNS améliore les prévisions de manière importante, ces méthodes ne sont généralement pas applicables dans un contexte industriel car elles requièrent une forte densité de maillage et donc un temps de calcul trop élevé comme le montrent les travaux de Jouhaud et al. (2007).

8.3 DESCRIPTION DE L’EXPÉRIENCE ÉLABORÉE DANS LE CADRE DU PROJET MAEVA

Cette section présente brièvement le montage expérimental réalisé dans le cadre du projet MAEVA. L’objectif poursuivi est de permettre au lecteur d’appréhender le dispositif expérimental qui a donné lieu à la base de données (Albugues 2005, Bézard et al. 2012) utilisée pour la validation de nos simulations numériques. Seules les informations nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit sont présentées mais le lecteur intéressé pourra se référer aux travaux de thèse de Albugues (2005).

8.3.1 Soufflerie F2 de l'ONERA

La soufflerie F2 du centre de Fauga-Mauzac, dans laquelle les expériences ont été menées, est tout d'abord présentée. Une description plus approfondie de la soufflerie F2 est fournie par Afchain et al. (1983).

F2 est une soufflerie de type Eiffel non pressurisée dont le schéma de principe est présenté à la

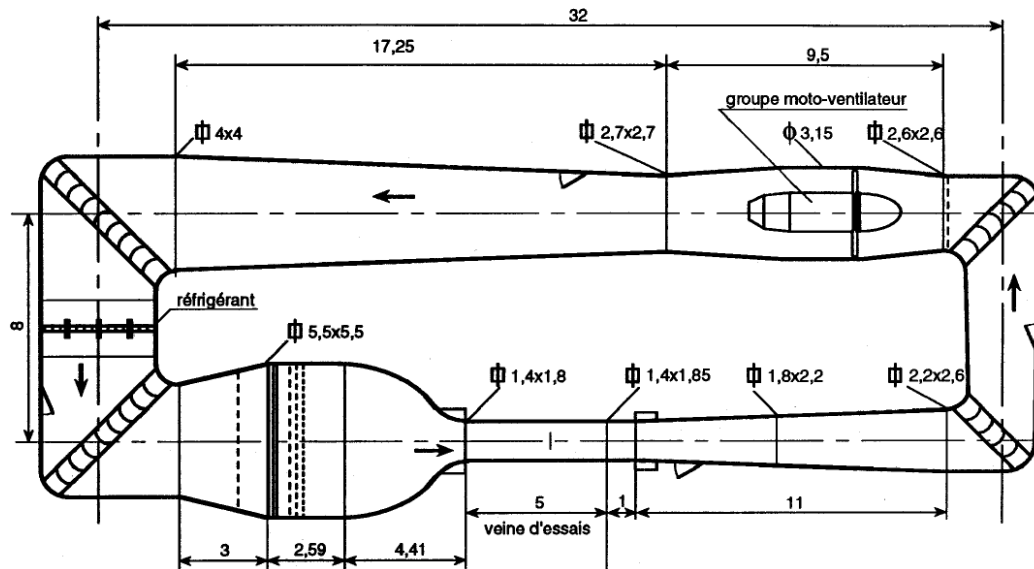


FIGURE 8.7 – Schéma de principe du circuit de F2 (Maciel 1994)

figure 8.7.

La veine d'essais mesure 5m de long pour une section de 1,8m de haut et 1,4m de large. La vitesse de l'écoulement au sein de la veine d'essais peut varier continûment de 20m.s^{-1} à 100m.s^{-1} . Diverses précautions sont prises telles que la désolidarisation entre le moteur et la soufflerie elle-même, la présence d'une chambre de tranquillisation en amont de la veine pour atténuer le bruit et assurer une turbulence quasi-isotrope dans la veine, la régulation de la température... afin de limiter les effets parasites.

8.3.2 Présentation de la maquette du projet MAEVA

Les caractéristiques de la maquette sont issues d'une analyse de similitude menée dans le cadre du projet MAEVA et synthétisée dans la thèse de Albugues (2005).

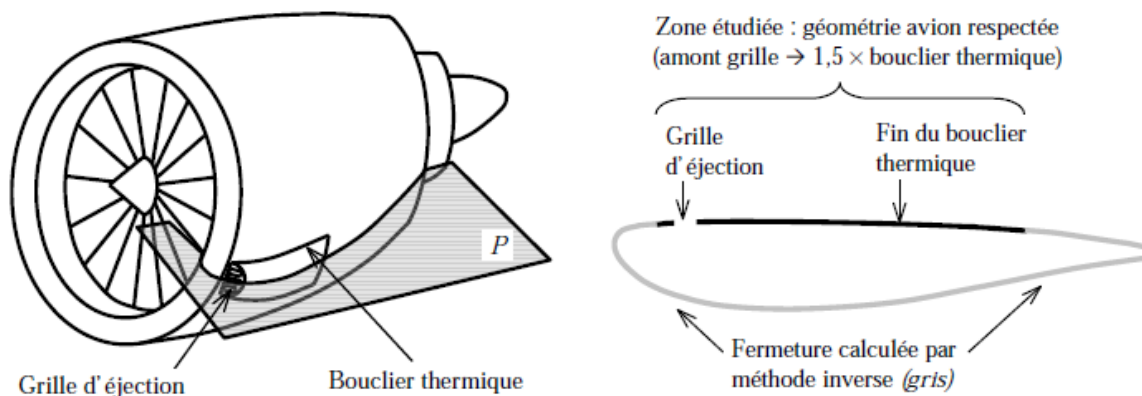


FIGURE 8.8 – Définition de la zone d'étude sur la nacelle et transposition à la maquette (Albugues 2005)

Une zone spécifique de la nacelle a fait l'objet d'une étude approfondie. Elle s'étend de l'amont de la grille d'éjection à 1,5 fois la longueur du bouclier thermique en aval de la grille (voir figure 8.8). De plus, au cours de cette étude, le choix s'est porté vers une maquette à profil bidimensionnel.

La maquette est basée sur une aile d'envergure $1,4m$ (largeur de la veine d'essais) et de corde de $700mm$. Une vue d'ensemble de la maquette ainsi qu'un écorché sont présentés à la figure 8.9.

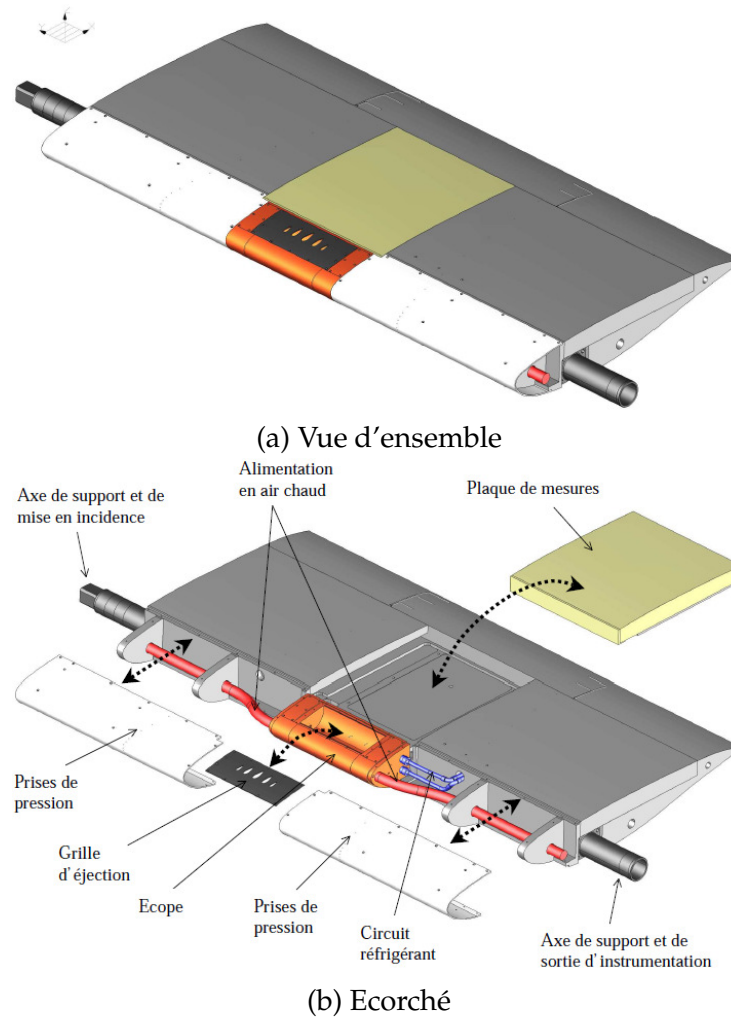


FIGURE 8.9 – Maquette réalisée pour la campagne d'essais en soufflerie menée dans le cadre du projet MAEVA (Albugues 2005)

8.3.3 Présentation des moyens de mesure

La paroi externe de la maquette est équipée de prises de pression afin de contrôler que les mêmes conditions de gradient de pression que sur la nacelle sont reproduites.

Des thermocouples sont placés dans l'écope et en aval de l'éjecteur.

Quatre techniques de mesure ont été mises en oeuvre : la thermographie infrarouge, la vélocimétrie par imagerie de particules, la vélocimétrie Doppler laser et les mesures par fils chaud et froid.

La thermographie infrarouge a été utilisée pour déterminer deux grandeurs caractéristiques des phénomènes thermiques pariétaux sur la maquette en aval de la sortie des jets débouchant :

- la température de paroi adiabatique T_{aw} ;
- le coefficient d'échange par convection h_w ;

La vélocimétrie par imagerie de particules à deux composantes (PIV 2C) a été utilisée afin de caractériser qualitativement et quantitativement les structures aérodynamiques. Les grandeurs suivantes ont été déterminées : composantes moyennes de la vitesse V et W , composantes du tenseur de Reynolds $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $\overline{v'w'}$. Toutes les mesures ont été réalisées selon des plans normaux à l'axe principal de la veine. L'analyse des incertitudes sur les mesures PIV a conduit à mener une campagne d'essais LDA en complément pour donner plus de pertinence aux comparaisons.

Enfin, la campagne de sondage par fils chaud et froid avait pour but de compléter les mesures des grandeurs dynamiques par des mesures de température et des corrélations vitesse-température. Cette campagne a permis d'étudier l'influence des conditions d'essais sur le développement du jet et de disposer d'un signal échantillonné pour mener une analyse spectrale.

8.4 ETUDE NUMÉRIQUE DE LA CONFIGURATION DE HJICF

8.4.1 Paramètres numériques de la simulation

8.4.1.1 Définition du domaine de calcul et des conditions aux limites choisies

Les caractéristiques du domaine de calcul ainsi que les conditions aux limites imposées sont issues des réflexions menées dans le cadre du projet MAEVA (Albugues 2005). Le domaine de calcul représente exactement la configuration soufflée en veine c'est-à-dire que les frontières amont et aval sont à 15 cordes du profil et les frontières inférieures et supérieures à 6 cordes. Une condition de glissement est imposée sur les parois haute et basse ainsi que sur les parois latérales du domaine de calcul. La prise en compte de l'effet des couches limites latérales n'est en effet pas nécessaire dans la mesure où la zone d'influence du jet est bien distincte des couches limites latérales (Albugues 2005).

L'état de référence imposé en entrée de domaine est caractérisé par :

- nombre de Mach : $M_0 = 0,138$;
- nombre de Reynolds unitaire : $Re_0 = 3,1 \times 10^6 m^{-1}$ soit $Re_{c_0} = \frac{U_0 c}{\nu} = 2,17 \times 10^6$ (nombre de Reynolds basé sur la corde du profil) ;
- température d'arrêt : $T_{i_0} = 296K$.

Une condition de débit est appliquée en entrée des deux tuyaux latéraux d'alimentation de l'écope en air chaud. Cette injection est caractérisée par les propriétés suivantes :

- débit-masse : $q_D = \rho ||V|| S = 0,01771 kg.s^{-1}$ avec un diamètre de section D égal à $25mm$,
- température d'arrêt : $T_{ij} = 353K$, soit plus $57K$ par rapport à la température ambiante.

Enfin, une condition de paroi adiabatique est appliquée à l'ensemble des parois intérieures et extérieures de la maquette. Les couches limites qui se développent sur le profil sont résolues jusqu'à la paroi.

8.4.1.2 Maillage du domaine de calcul

Le maillage (voir figures 8.10 et 8.11) utilisé lors de nos simulations a été réalisé par Airbus. Il compte environ 12 millions de noeuds et a été élaboré de manière à satisfaire aux critères de Demuren (1983) quant à la densité minimale de mailles nécessaire à la discrétisation du panache du jet. Le maillage est basé sur une topologie en C autour du profil qui se raccorde aux limites du domaine par une topologie en H. Autour du profil, la densité de maille est telle que le critère $\Delta y^+ < 1$ soit satisfait au niveau de la première maille. A l'extérieur de la couche limite, dans la zone de développement du jet, un soin particulier a été porté à l'utilisation de mailles cubiques. Le maillage de l'écope est aussi très dense.

8.4.1.3 Méthodes numériques utilisées pour les simulations

Bien que divers schémas de discrétisation spatiale aient été (sommairement) testés, seuls les calculs employant le schéma de discrétisation spatiale le plus précis (et le moins dissipatif) ont donné lieu à une étude approfondie à cause de l'importance des ressources consommées lors de telles simulations. Ainsi, seuls les calculs utilisant le schéma AUSM(+)-up étendu à l'ordre 7 seront présentés.

L'intégration en temps se fait par le biais de la méthode de Gear. Le pas de temps physique est fixé à $10\mu s$ et 20 sous-itérations sont effectuées à chaque pas de temps physique. Comme nous l'avons déjà mentionné, à notre connaissance, il n'existe dans la littérature aucun critère théorique pour fixer le nombre de sous-itérations. Aussi, nous nous sommes appuyés sur un critère empirique selon lequel les résidus doivent décroître d'un ordre de grandeur à chaque pas

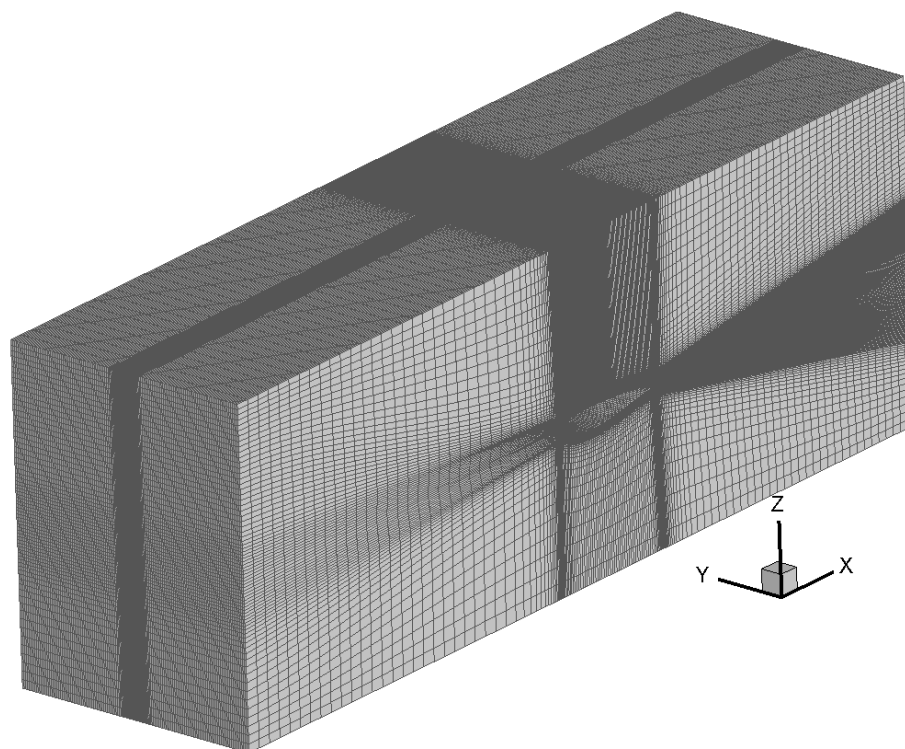


FIGURE 8.10 – Maillage du domaine de calcul utilisé pour les simulations menées sur le HJICF

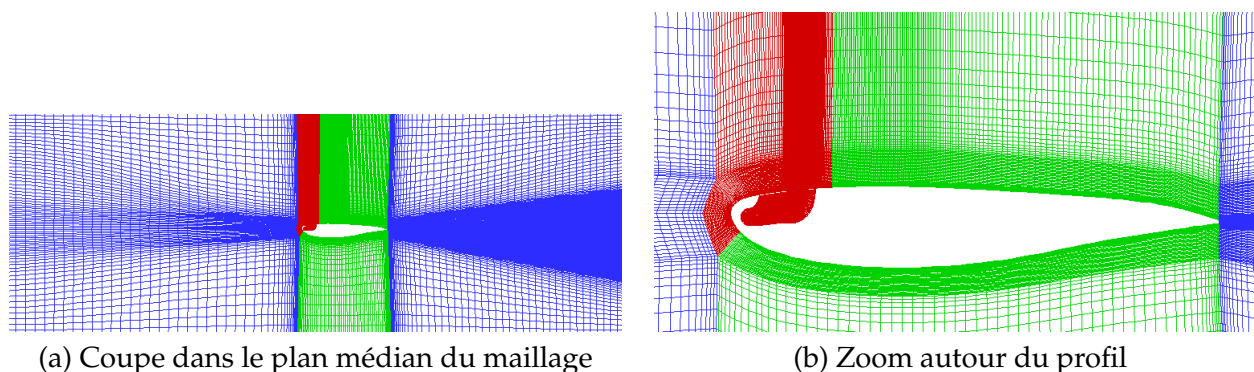


FIGURE 8.11 – Coupe dans le plan médian du maillage du domaine de calcul utilisé pour les simulations menées sur le HJICF

de temps physique.

Un calcul URANS antérieur utilisant le schéma d'Euler rétrograde avec un pas de temps égal à $1\mu s$ a été effectué. La solution obtenue au bout de 300000 itérations (0,3s) a été utilisée comme initialisation aux calculs finaux qui ont été conduits pendant 60000 itérations (pas de temps physiques) soit 0,6 secondes. Les 10000 premières itérations (0,1s) constituent le régime transitoire et les statistiques présentées par la suite portent sur les dernières 0,5s.

8.4.2 Analyse des structures au sein de l'écoulement

Afin d'évaluer les capacités des trois modèles de turbulence (SST, SAS et SAS- αL) à prévoir les structures turbulentes caractéristiques d'une telle configuration d'écoulement, nous avons étudié les iso-surfaces du critère Q (figure 8.12). Une coupe (dans le plan médian) du champ de température peut être consultée en annexe A.5 à la figure A.34.

Sur la figure 8.12, nous observons que le modèle SST prévoit une gamme d'échelles beaucoup plus restreinte que les modèles SAS et SAS- αL . En effet, le modèle SST est capable de prévoir les tourbillons de la couche cisailée mais ceux-ci sont très rapidement dissipés conformément à

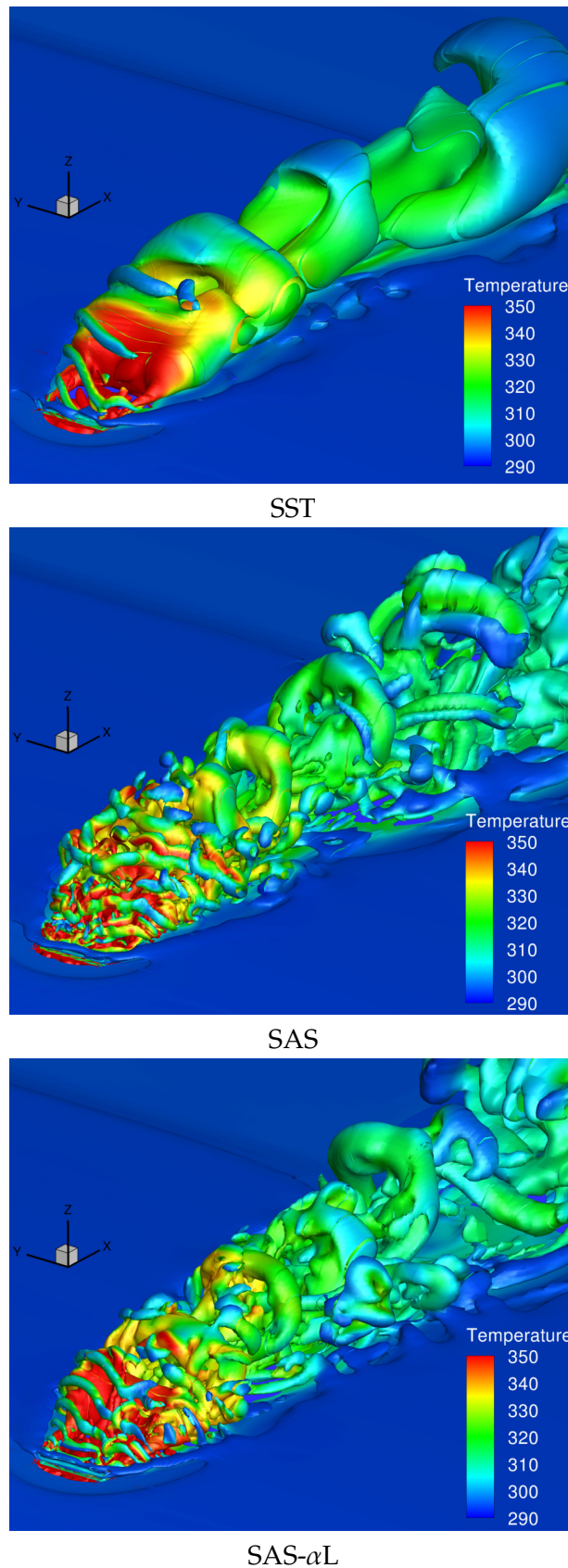


FIGURE 8.12 – Iso-surfaces du critère Q colorées par la température prévues par les modèles

ce qui a été observé sur les écoulements canoniques. Le sillage du jet n'est alors le siège que de grosses structures de type "arches" dont la taille est comparable au diamètre de l'éjecteur. Les modèles SAS et SAS- α L, quant à eux, prévoient les tourbillons de la couche cisailée ainsi que leur développement. Les structures de type "arches" (figure 8.6) qui résident dans la paire

contrarotative sont prévues. Toutefois, contrairement à l'explication de Andreopoulos (1985), nous observons que les tourbillons de Kelvin-Helmholtz disparaissent et que les arches sont liées à un lâcher tourbillonnaire périodique issu de la zone de recirculation sous le jet en aval de l'éjection. De plus, le sillage du jet, prévu par les modèles SAS et SAS- α L, présente un caractère tridimensionnel très marqué avec des structures de tailles très diverses. La structure de l'écoulement prévu par les modèles SAS et SAS- α L est très similaire aux résultats de simulations LES tels que ceux présentés à la figure 8.5.

Par ailleurs, la réalisation de vidéos des écoulements prévus par les modèles SAS et SAS- α L a mis en évidence le phénomène de battement de la zone de recirculation derrière l'éjecteur ainsi que la formation de tourbillons de sillage à partir des bords de l'éjecteur même si ceux-ci sont beaucoup moins développés que ceux présentés schématiquement sur la figure 8.3 (b) compte tenu du faible taux de soufflage et de l'aspect rampant du jet.

Enfin, comme il a été observé sur les cas académiques étudiés précédemment, il apparaît ici que le modèle SAS- α L prévoit mieux les instabilités de Kelvin-Helmholtz présentes à la frontière du jet juste après l'éjection (figure 8.12).

8.4.3 Comparaisons aux bases de données MAEVA

8.4.3.1 Présentation des post-traitements effectués

Dans le but de comparer plus précisément les performances des trois modèles de turbulence, des études statistiques de champs thermiques et dynamiques ont été effectuées. A cet effet, des champs ont été extraits (50000), puis moyennés afin d'être comparés aux champs moyens correspondants issus de la base de données expérimentale obtenue au cours du projet MAEVA. Pour compléter ces comparaisons, des signaux de vitesse, pression, température... ont été extraits en diverses positions correspondant à des sondes expérimentales.

Une présentation détaillée de l'ensemble des comparaisons disponibles alourdirait grandement ce manuscrit, aussi, nous nous limiterons à la présentation des résultats les plus pertinents. En particulier, nous nous sommes attachés à présenter l'aspect thermique nullement évoqué dans les chapitres précédents ainsi que des grandeurs étudiées par Albugues (2005) afin de mesurer les apports de l'approche SAS par rapport à l'approche (U)RANS.

8.4.3.2 Etude spectrale

Les études expérimentales antérieures ont mis en évidence un phénomène périodique. En particulier, un battement latéral du jet, dont la fréquence propre dépend des caractéristiques de la configuration étudiée, a été observé.

Dans le cadre du projet MAEVA (Albugues 2005), une étude spectrale a été menée sur des signaux de vitesse acquis dans le sillage du jet. Les positions des points de mesure expérimentaux sont illustrées à la figure 8.13 et les moyens de mesure utilisés sont indiqués au tableau 8.1. Cette étude a permis de mettre en évidence une fréquence caractéristique comprise dans l'intervalle [215Hz; 225Hz].

Dans l'optique d'évaluer les performances des modèles SST, SAS et SAS- α L, nous avons acquis des signaux de vitesse, pression et température à certaines positions correspondant aux points de mesure. Toutefois, en raison du coût de calcul de cette configuration et des ressources mémoires consommées, nous n'avons retenu que les points Π_1 , Π_2 , Π_3 , Π_5 , Π_6 , Π_{19} , Π_{20} et Π_{21} . Ces signaux ont été acquis pendant une durée de 0,5s avec une fréquence d'échantillonnage de 0,1MHz. Les signaux correspondant aux trois composantes de vitesse ont fait l'objet d'une étude spectrale. La densité spectrale de puissance de chacun de ces signaux a été calculée par la méthode de Welch avec les paramètres suivants :

- durée de chaque fenêtre : 0,05s.
- taux de recouvrement entre les fenêtres : 50%.

La figure 8.14 illustre les signaux de la composante transverse de vitesse v_y prévus par chaque modèle au point Π_6 ainsi que la densité spectrale de puissance correspondante. Les signaux de

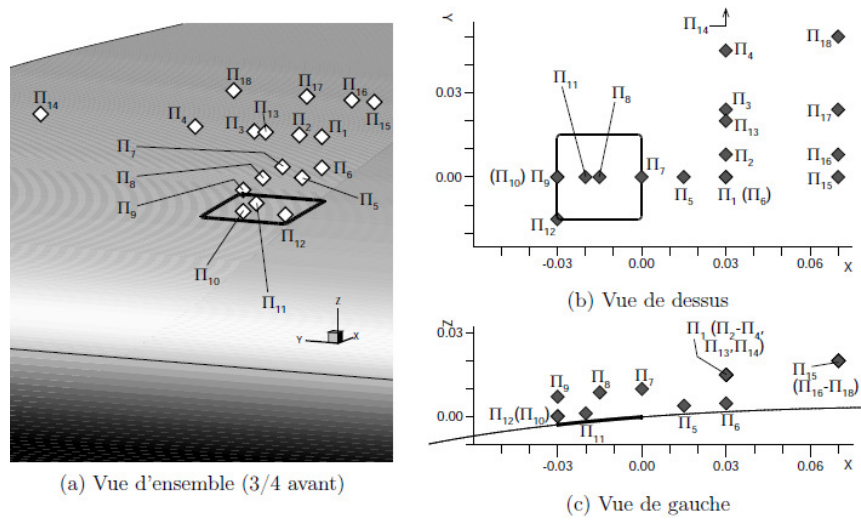


FIGURE 8.13 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

Point	X	Y	Z	LDA	Fil Chaud
Π_1	0,03000	0,00000	0,015000	•	
Π_2	0,03000	0,00800	0,015000	•	
Π_3	0,03000	0,02400	0,015000	•	•
Π_4	0,03000	0,04500	0,015000	•	•
Π_5	0,01500	0,00000	0,00402	•	
Π_6	0,03000	0,00000	0,00485	•	
Π_7	0,00000	0,00000	0,010000	•	
Π_8	-0,01500	0,00000	0,00875	•	
Π_9	-0,03000	0,00000	0,00724	•	
Π_{10}	-0,03000	0,00000	0,00024	•	
Π_{11}	-0,02000	0,00000	0,00128	•	
Π_{12}	-0,03000	-0,01500	0,00024	•	
Π_{13}	0,03000	0,02000	0,015000		•
Π_{14}	0,03000	0,10000	0,015000		•
Π_{15}	0,07000	0,00000	0,020000		•
Π_{16}	0,07000	0,00800	0,020000		•
Π_{17}	0,07000	0,02400	0,020000		•
Π_{18}	0,07000	0,05000	0,025000		•
Π_{19}	0,24000	0,00000	0,025000		•
Π_{20}	0,24000	0,03000	0,025000		•
Π_{21}	0,24000	0,08000	0,025000		•

TABLE 8.1 – Jet : Coordonnées des points de mesure et moyens de mesure utilisés (Albugues 2005)

la composante transverse de vitesse et les DSP correspondantes aux autres points sont reportés en annexe A.5 figures A.36, A.38, A.40, A.42, A.44, A.46 et A.48.

L'étude de l'ensemble des spectres montre que le modèle SST prévoit une fréquence caractéristique comprise entre 195Hz et 232Hz. Le tableau 8.2 synthétise les fréquences caractéristiques observées sur chacune des DSP de la composante transverse de vitesse. Notons que certaines fréquences prévues par le modèle SST sont inférieures aux valeurs de l'intervalle expérimental et que le modèle SST ne permet pas d'identifier une fréquence caractéristique au point Π_3 . La plage de fréquences prévue par le modèle SAS est [220Hz; 269Hz] et celle prévue par le modèle SAS- α L est [220Hz; 232Hz]. Nous en déduisons donc que l'emploi du modèle SAS- α L permet des prévisions parfaitement en accord avec les valeurs expérimentales. Nous observons sur la

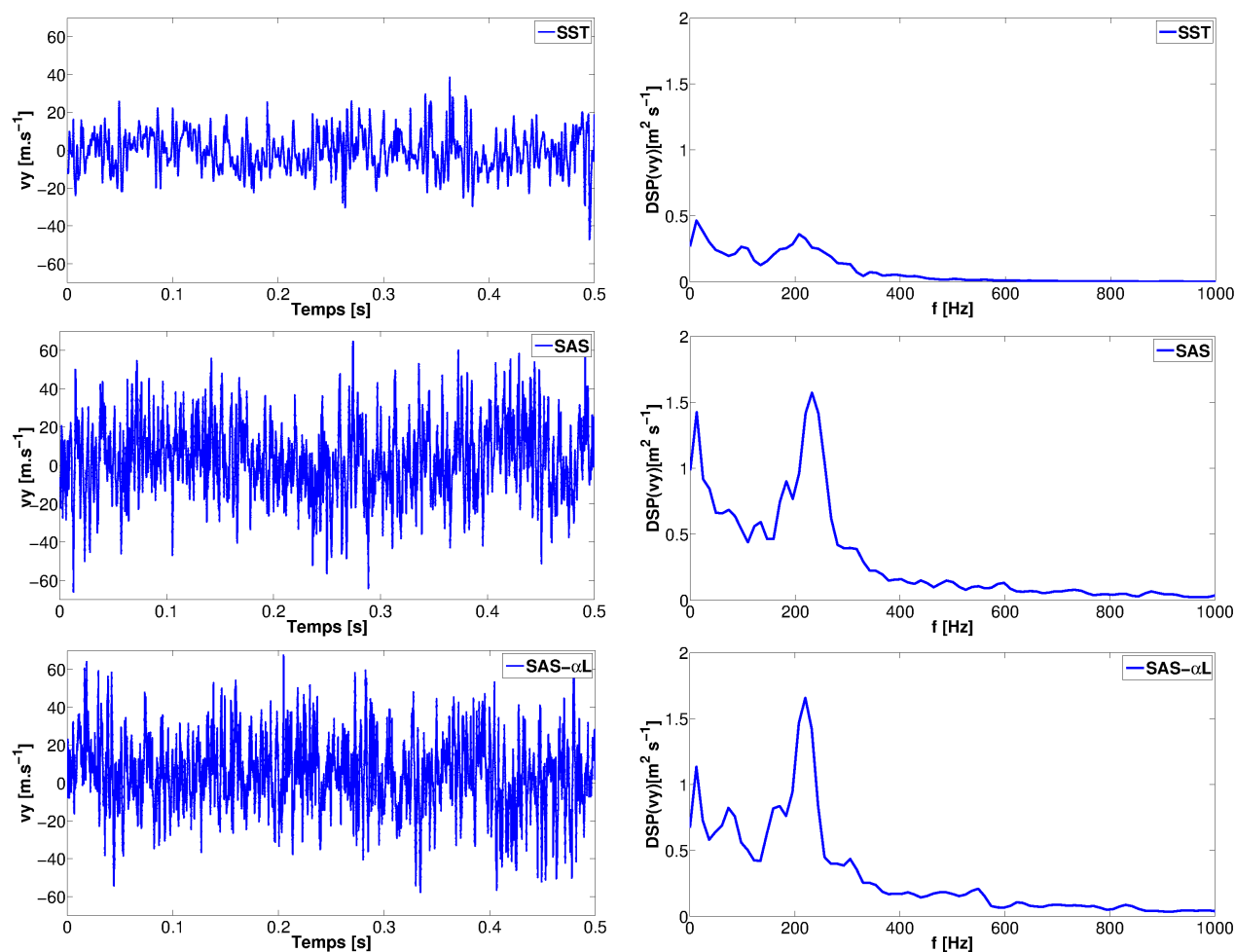
FIGURE 8.14 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_6 et DSP correspondant

figure 8.14 que les fluctuations de vitesse dans la direction transverse sont plus importantes avec le modèle SAS qu’avec le modèle SST. Ces fluctuations sont encore plus importantes lorsque le modèle SAS- α L est utilisé. Ces différences se traduisent par ailleurs dans le niveau du pic de fréquence caractéristique. Il en résulte que le battement du jet est plus marqué avec le modèle SAS- α L qu’avec le modèle SAS. Le battement prévu par le modèle SST est très faible.

Point	SST	SAS	SAS- α L
Π_1	207Hz	232Hz	232Hz
Π_2	220Hz	232Hz	220Hz
Π_3	—	220Hz	232Hz
Π_5	195Hz	232Hz	220Hz
Π_6	207Hz	232Hz	220Hz
Π_{19}	220Hz	269Hz	232Hz
Π_{20}	232Hz	244Hz	232Hz
Π_{21}	232Hz	232Hz	232Hz

TABLE 8.2 – Jet : Comparaison des fréquences prévues par chaque modèle (SST, SAS et SAS- α L) par analyse spectrale des composantes transverse de vitesse aux points Π_1 , Π_2 , Π_3 , Π_5 , Π_6 , Π_{19} , Π_{20} et Π_{21}

8.4.3.3 Analyse des grandeurs dynamiques

Afin de mieux comprendre les prévisions thermiques exposées par la suite, nous présentons ici quelques données sur la dynamique des écoulements prévus. A cet effet, des champs de

vitesse (U/U_0) ont été extraits dans divers plans situés dans le sillage : $x = 0,03m$, $x = 0,07m$, $x = 0,24m$, dans le plan médian $y = 0m$ et enfin dans un plan situé très légèrement au-dessus de l'éjecteur $z = 0,02m$.

Les champs de vitesse (U/U_0) obtenus en différents plans dans le sillage du jet sont présentés sur les figures 8.15 ($x = 0,03m$), 8.16 ($x = 0,07m$) et 8.17 ($x = 0,24m$). Le modèle SST prévoit un jet

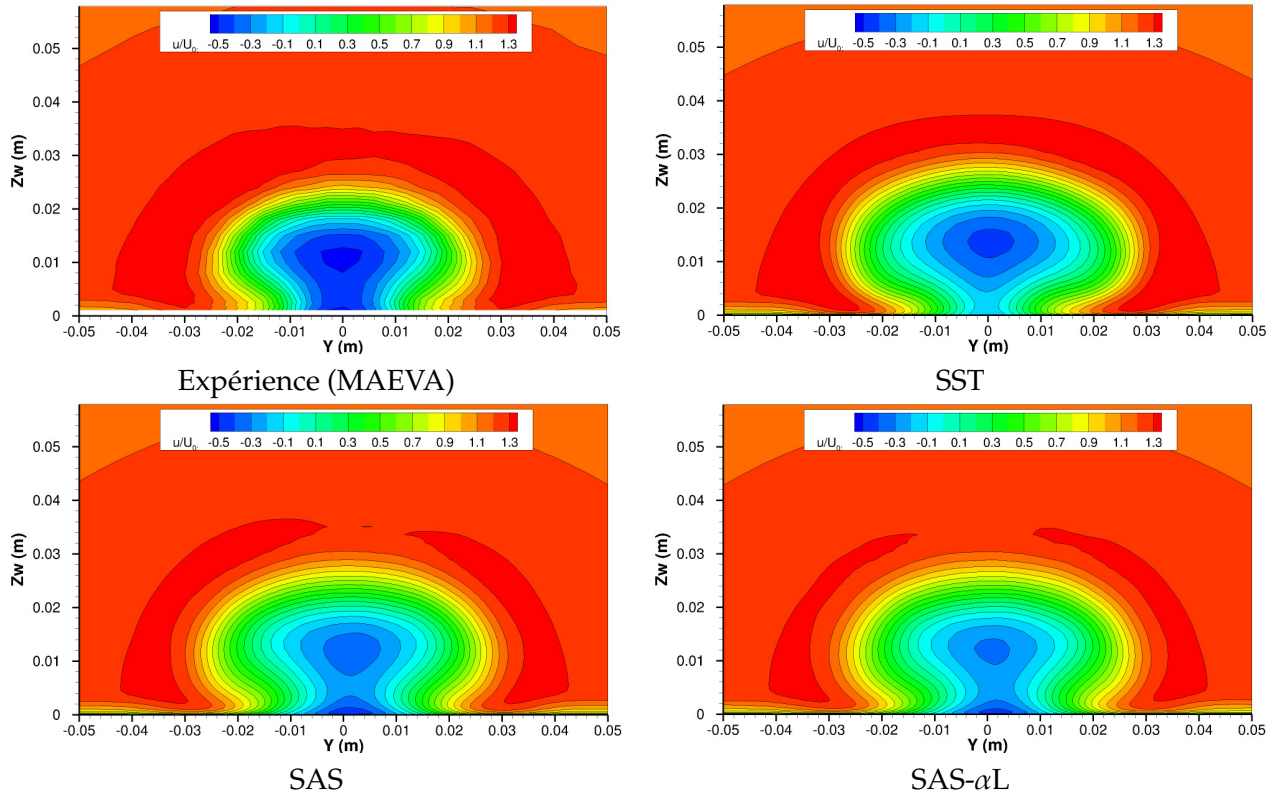


FIGURE 8.15 – Comparaison des champs de vitesse (longitudinale) u/U_0 dans le plan $x = 0,03m$ situé dans le sillage du jet

qui demeure confiné. L'étendue latérale du jet près de la paroi est sous-estimée et les différences avec les mesures expérimentales sont de plus en plus marquées avec l'éloignement de l'éjecteur. Les modèles SAS et SAS- α L améliorent nettement les prévisions portant sur l'étalement du jet. Ces différences de comportement entre les modèles SST, SAS et SAS- α L ont deux causes. D'abord, comme observé sur la figure 8.12, le modèle SST résout moins de structures turbulentes que les modèles SAS et SAS- α L. Il en résulte que le mélange avec l'écoulement transverse est faible et le confinement plus important. Ensuite, le battement latéral du jet prévu par le modèle SST est moins important que celui observé expérimentalement et décrit par les modèles SAS et SAS- α L (figure 8.14). En conséquence, l'écoulement moyen issu des calculs avec le modèle SST présente un étalement latéral moins important que celui issu des mesures et des simulations avec les modèles SAS et SAS- α L.

La figure 8.18 compare les champs de vitesse (U/U_0) prévus dans le plan médian ($y = 0m$). Cette figure montre que le modèle SST prévoit un champ de vitesse qui présente des différences importantes par rapport à l'expérience. D'abord, la zone de recirculation derrière l'éjecteur est très mal prévue. Cette observation est encore plus claire sur le champ de vitesse U/U_0 au-dessus de l'éjecteur et de la paroi dans le plan $z = 0,02m$ et présenté à la figure 8.19. D'autre part, la composante U/U_0 est sous-estimée dans le sillage du jet. Cette observation confirme, là encore, l'hypothèse de confinement du jet avec le SST. En effet, le jet prévu par le modèle SST n'est pas suffisamment entraîné par l'écoulement transverse. Les modèles SAS et SAS- α L corrigent ces deux problèmes et prévoient des champs de vitesse en parfait accord avec l'expérience.

Afin d'approfondir l'étude dynamique de cet écoulement, nous avons extrait des champs d'énergie cinétique de turbulence totale (résolue et modélisée) en divers plans. La figure 8.20

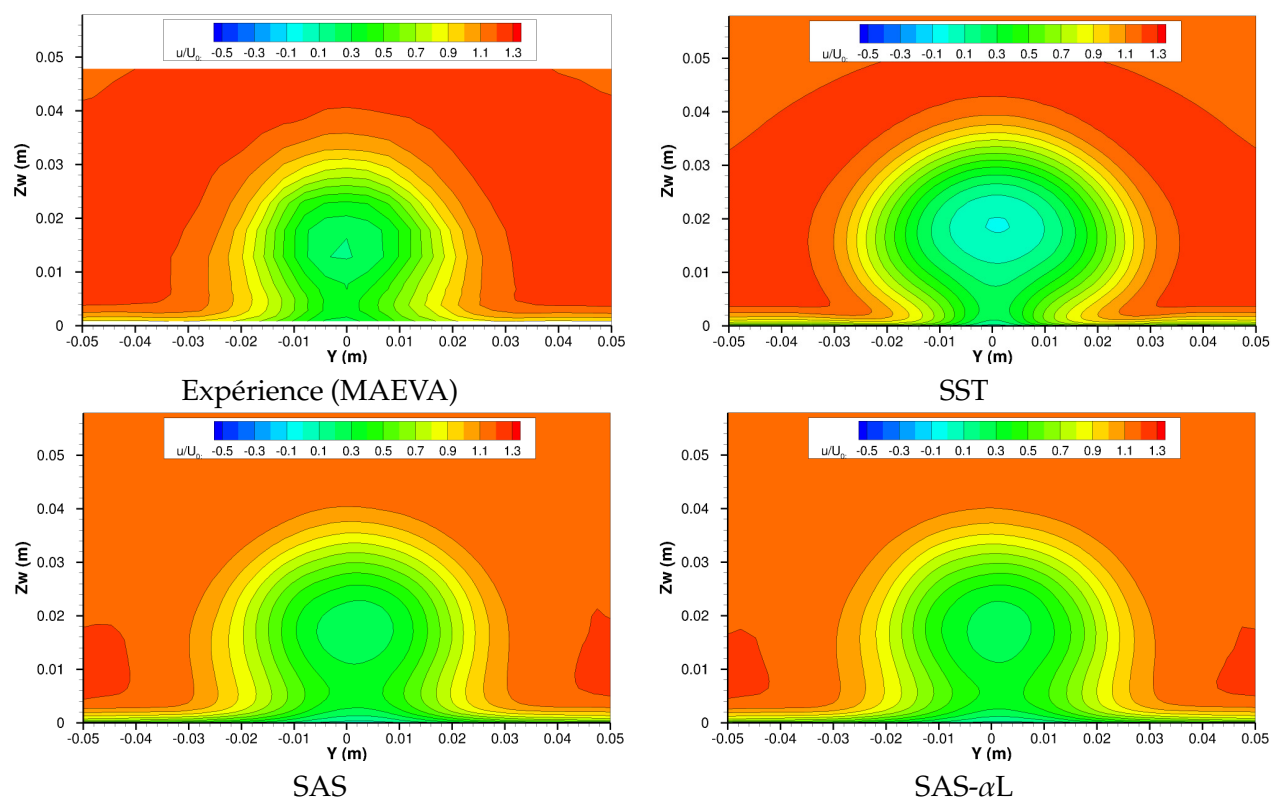


FIGURE 8.16 – Comparaison des champs de vitesse (longitudinale) u/U_0 dans le plan $x = 0,07m$ situé dans le sillage du jet

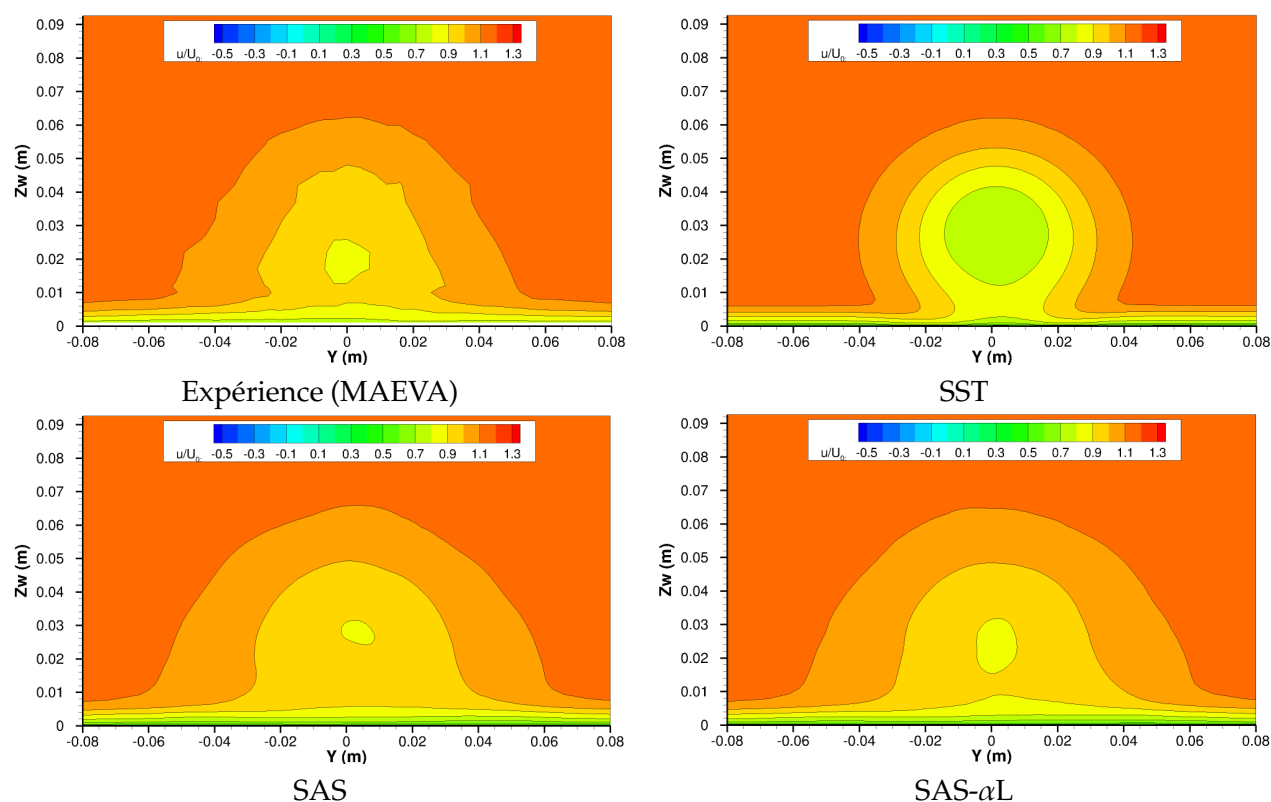
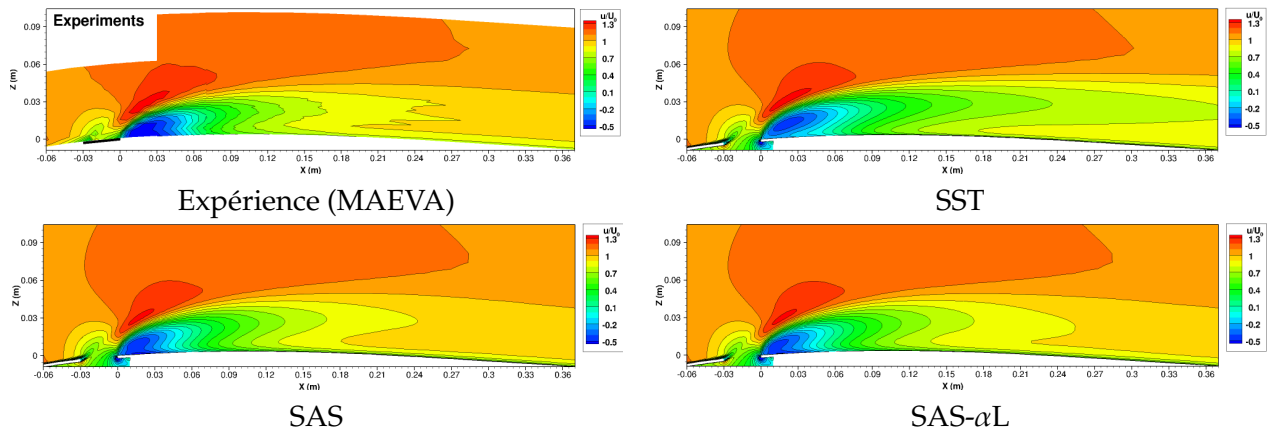
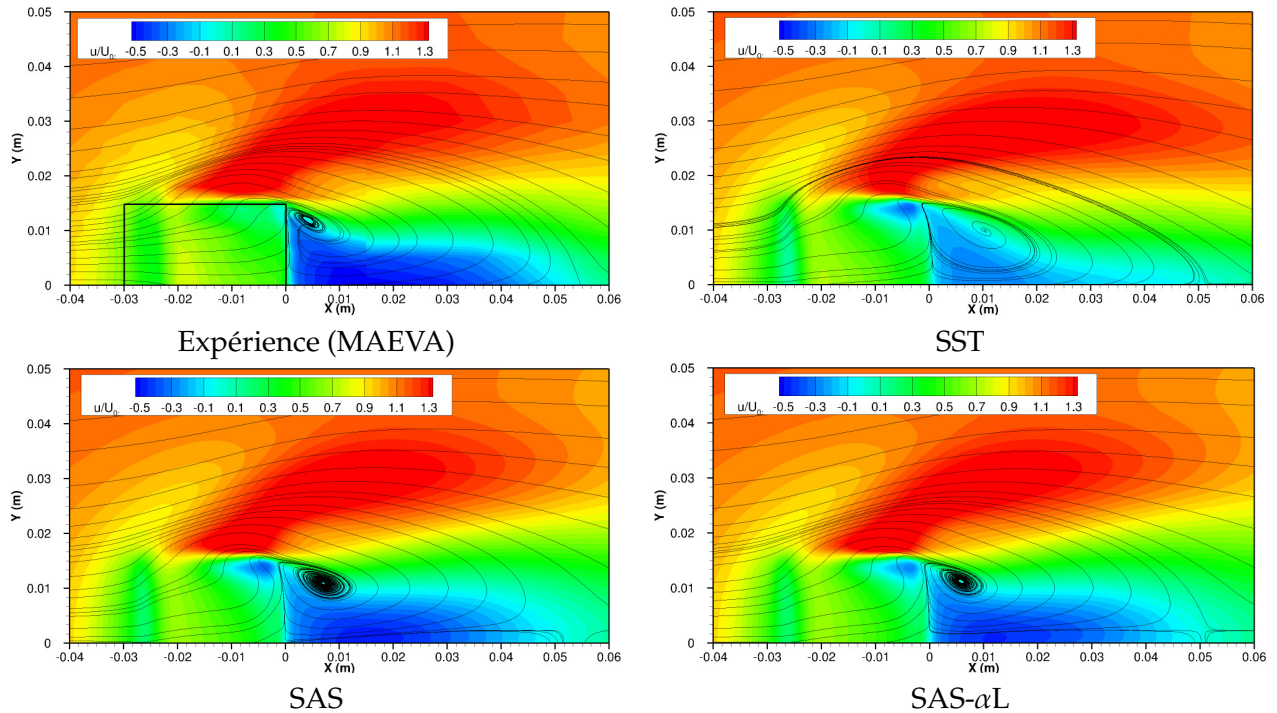


FIGURE 8.17 – Comparaison des champs de vitesse (longitudinale) u/U_0 dans le plan $x = 0,24m$ situé dans le sillage du jet

compare les champs d'énergie cinétique de turbulence prévus dans le plan médian et la figure 8.21 ceux obtenus dans le plan $z = 0,02m$ (au dessus de l'éjecteur). Des comparaisons menées

FIGURE 8.18 – Comparaison des champs de vitesse (longitudinale) u/U_0 dans le plan médian $y = 0m$ FIGURE 8.19 – Comparaison des champs de vitesse (longitudinale) u/U_0 à la position $z = 0,002m$ dans le sillage du jet

dans d'autres plans sont renvoyées aux figures A.49, A.50, A.51 de l'annexe A.5.

Nous observons que la turbulence prévue par le modèle SST est principalement confinée dans le panache du jet (figure 8.20). En particulier, le niveau de turbulence prévu dans le sillage du jet est très faible. Les modèles SAS et SAS- α L prévoient, quant à eux, un niveau de turbulence en accord avec celui mesuré. En particulier, une petite poche d'énergie cinétique de turbulence est observée sur le champ expérimental à 2D en aval de l'éjecteur. Elle correspond au battement et au lâcher de structures dans le sillage du jet. Cette zone est prévue par les modèles SAS et SAS- α L et pas par le modèle SST. Mentionnons néanmoins que le niveau de k prévu par ces deux modèles est inférieur à celui mesuré.

La figure 8.21 permet de mieux quantifier les différences entre les trois modèles dans cette zone. En effet, elle montre en particulier une zone très turbulente (niveau de k fort) dans le sillage du jet. Cette zone correspond d'abord à la région de cisaillement sur les côtés latéraux et arrière du jet puis elle s'étend vers l'aval où elle représente l'enroulement tourbillonnaire du jet qui bat latéralement de manière comparable à ce qui se produit en aval d'un cylindre. Le modèle SST sous-estime fortement cette zone au contraire des modèles SAS et SAS- α L. Le modèle SAS- α L

améliore légèrement les prévisions du modèle SAS.

Les améliorations sur les prévisions du niveau de turbulence et les grandeurs dynamiques, obtenues grâce aux modèles SAS et SAS- α L sont mises en évidence sur les profils (verticaux) de vitesse (figure 8.22) et d'énergie cinétique de turbulence (figure 8.23) obtenus aux abscisses $x = 0,03m$, $x = 0,07m$ et $x = 0,24m$. Nous observons que les améliorations deviennent de plus en plus marquées à mesure qu'on se rapproche de la paroi.

Du point de vue dynamique, les modèles SAS et SAS- α L offrent un meilleur niveau de précision que le modèle SST. Le modèle SAS- α L améliore légèrement les prévisions du modèle SAS. En revanche, les modèles SAS et SAS- α L sous-estiment la vitesse dans la zone de recirculation et le niveau de k dans le sillage loin de l'éjecteur

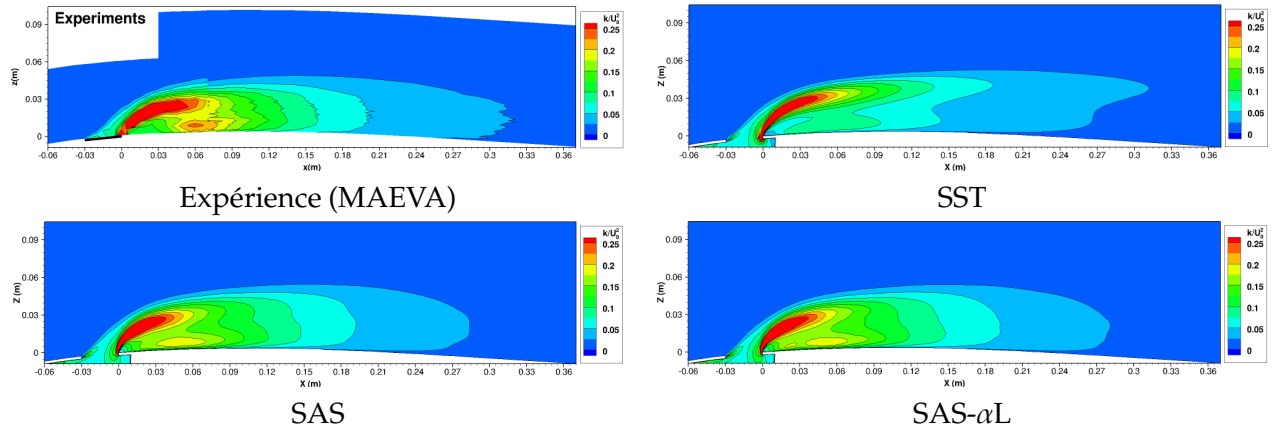


FIGURE 8.20 – Comparaison des champs d'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan médian $y = 0m$

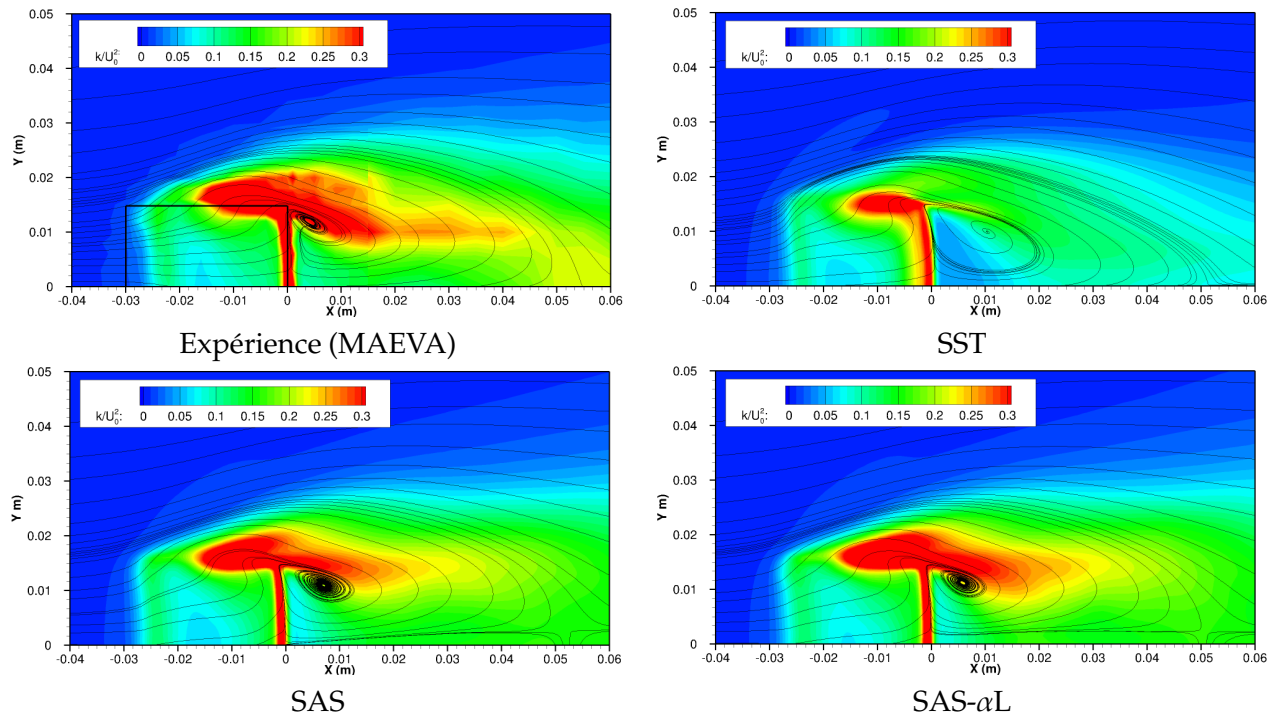
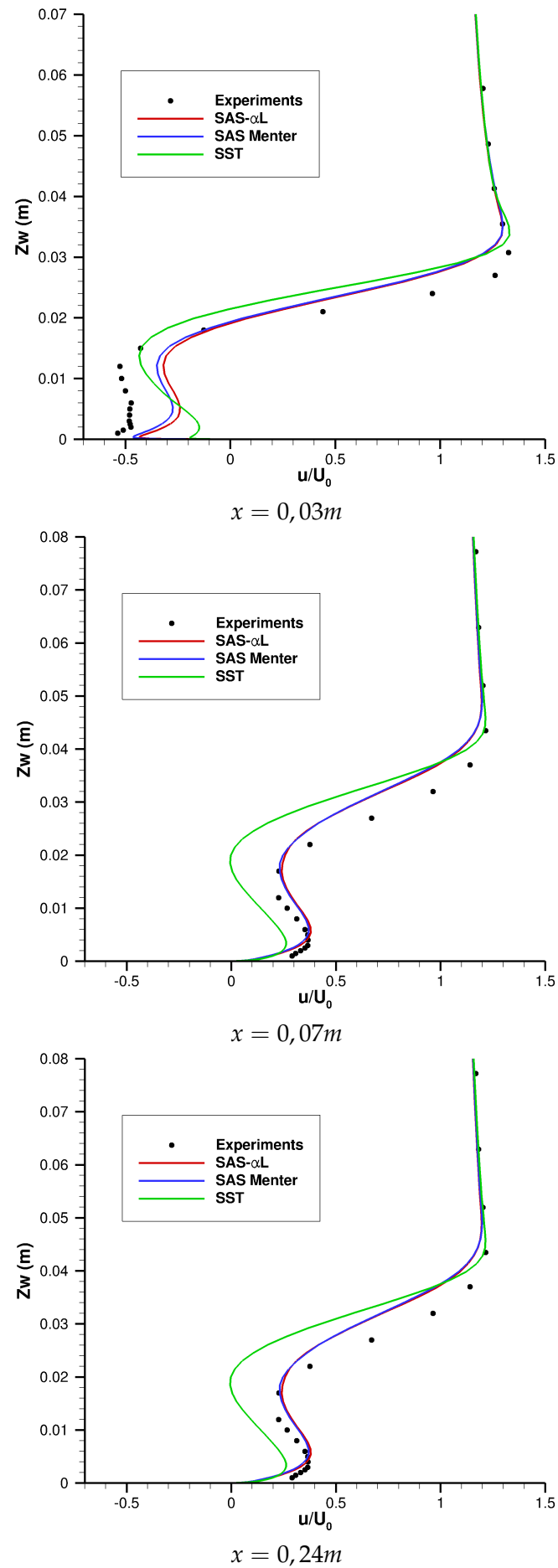
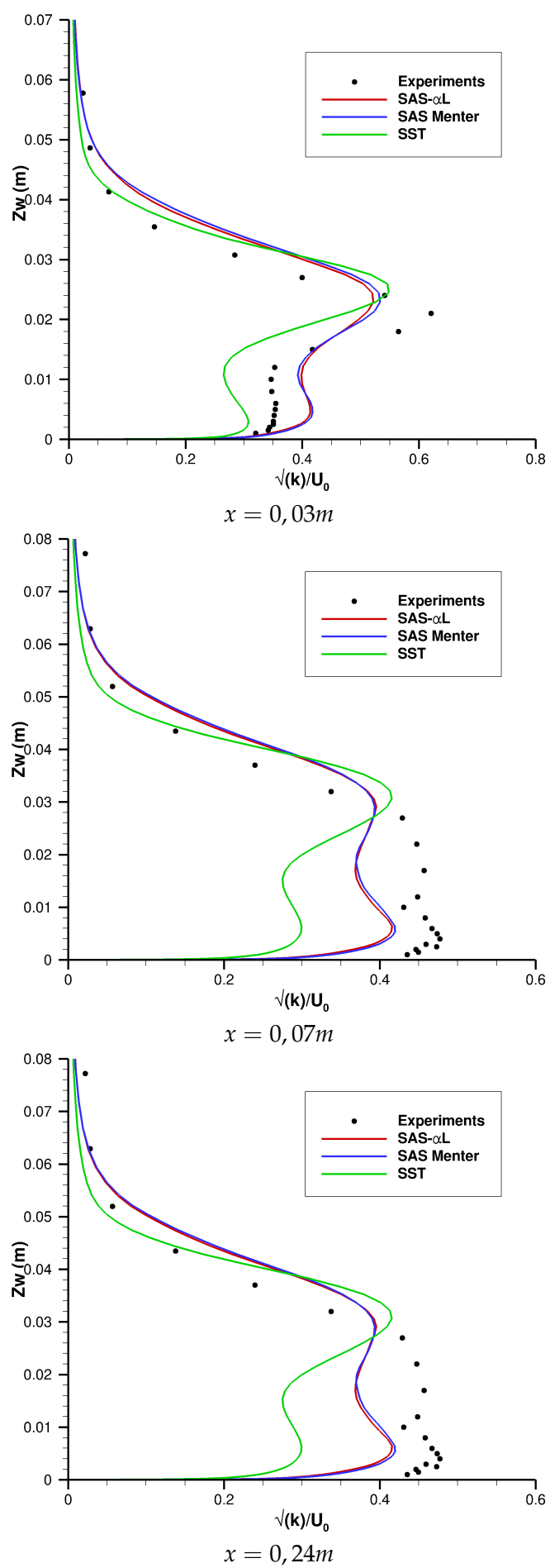


FIGURE 8.21 – Comparaison des champs d'énergie cinétique de turbulence \sqrt{k}/U_0 dans le plan $z = 0,002m$

FIGURE 8.22 – Comparaison des profils de u/U_0 dans le sillage le sillage du jet

FIGURE 8.23 – Comparaison des profils de \sqrt{k}/U_0 dans le sillage le sillage du jet

8.4.3.4 Analyse des champs d'efficacité thermique

L'efficacité thermique est définie par l'équation 8.3 :

$$\eta = \frac{T - T_0}{T_j - T_0} \quad (8.3)$$

avec T température au point considéré, T_0 température de l'écoulement amont et T_j température du jet en sortie d'éjecteur.

La figure 8.24 montre les répartitions d'efficacité thermique pariétale obtenues avec les modèles SST, SAS, SAS- α L et celle obtenue expérimentalement. Il apparaît que le modèle SST sous-estime l'étendue latérale de la trace thermique. La prévision de l'étendue de la trace thermique est nettement améliorée par l'emploi des modèles SAS et SAS- α L. Les différences observées sur les bords résultent de la condition de paroi adiabatique appliquée à la grille qui n'est pas représentative de l'échauffement auquel elle est sujette à cause de l'écoulement d'air chaud dans l'écope qui réchauffe la plaque métallique de l'éjecteur. Des calculs utilisant un champ de température physiquement plus représentatif devraient corriger ces défauts.

Notons de plus que, dans la zone proche de l'éjecteur, la température est très largement surestimée par le modèle SST alors que les modèles SAS et SAS- α L prévoient des températures en accord avec les mesures. Les modèles SAS et SAS- α L capturent plus d'instationnarités qui permettent un meilleur mélange entre l'air chaud du jet et l'air froid extérieur, ce qui aboutit à une température moyenne plus faible. Le modèle SST prévoit un jet plus confiné et faiblement instationnaire, il en résulte une température moyenne dans le jet plus élevée. On constate une légère dissymétrie du champ d'efficacité thermique en sortie d'éjecteur (figure 8.24). Bien que celle-ci puisse de prime abord être imputée à un nombre insuffisant d'échantillons pour conduire les statistiques, cette explication n'est pas satisfaisante dans la mesure où le nombre d'échantillons considérés ici est suffisant pour obtenir des statistiques convergées sur la solution SST qui est faiblement instationnaire. Cette dissymétrie de l'écoulement en sortie d'éjecteur peut provenir des débits d'entrée non rigoureusement égaux dans les conduites d'alimentation de l'écope et amplifié par le fait que les deux écoulements s'impactent mutuellement. De même le maillage n'est pas rigoureusement symétrique du fait de la précision du logiciel de maillage.

Afin de comparer plus finement les prévisions de chaque modèle aux données expérimentales, un profil d'efficacité thermique pariétale ($Z = 0m$) suivant la ligne centrale du jet ($Y = 0m$) a été extrait (figure 8.25) ainsi que trois profils d'efficacité thermique dans la direction transverse ($X = 0,03m$, $X = 0,07m$, $X = 0,24m$) (figure 8.26). L'étude du profil d'efficacité thermique pariétale selon la ligne centrale du jet (figure 8.25) montre que les prévisions du modèle SST sont particulièrement mauvaises dans la mesure où ce modèle surestime la température dans la zone proche de l'éjecteur, comme nous l'avons noté précédemment sur les champs d'efficacité thermique pariétale, avant de la sous-estimer plus en aval. En revanche, les prévisions des modèles SAS et SAS- α L sont en bon accord avec les données expérimentales.

L'étude des profils d'efficacité thermique pariétale obtenus aux abscisses $x = 0,03m$, $x = 0,07m$ et $x = 0,24m$ (figure 8.26) illustre la sous-estimation de l'étendue latérale de la trace thermique par le modèle SST au contraire des modèles SAS et SAS- α L qui offrent une nette amélioration des prévisions. Ces profils montrent un léger avantage du modèle SAS- α L par rapport au modèle SAS même si leurs prévisions sont très proches en raison de l'important niveau de raffinement du maillage dans la zone du jet.

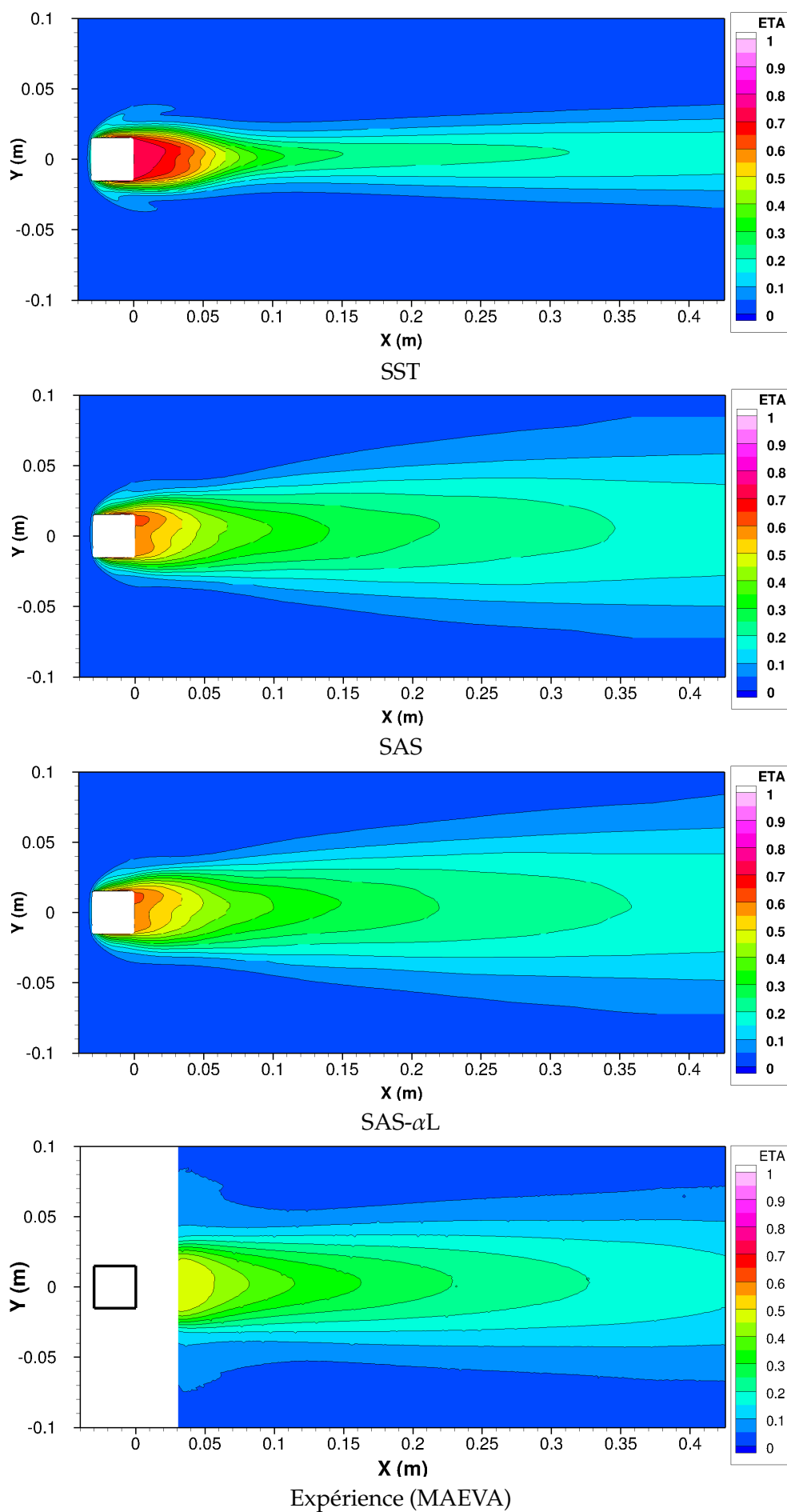


FIGURE 8.24 – Comparaison du champ d'efficacité thermique pariétale prévu par chaque modèle de turbulence à celui obtenu expérimentalement

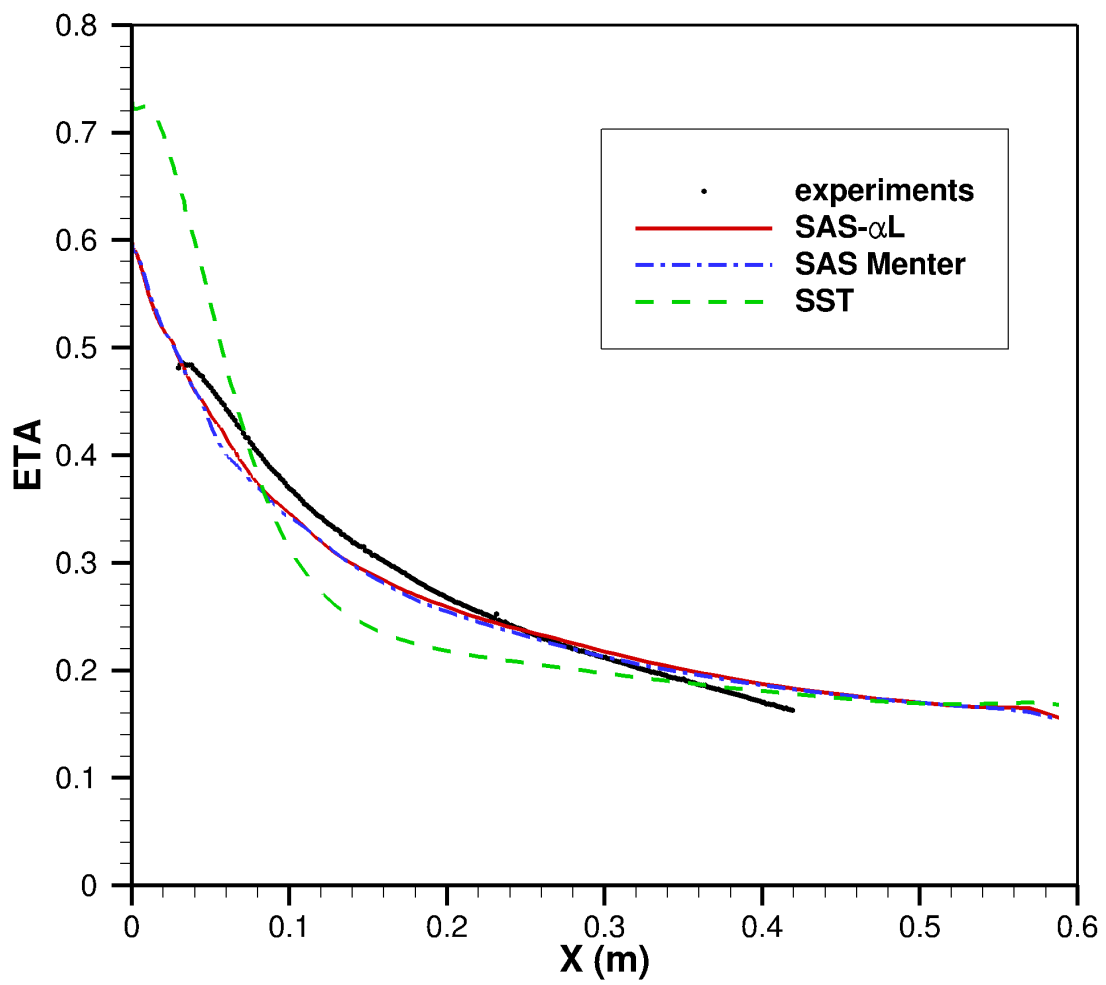


FIGURE 8.25 – Comparaison des profils d'efficacité thermique pariétale selon la ligne centrale du jet

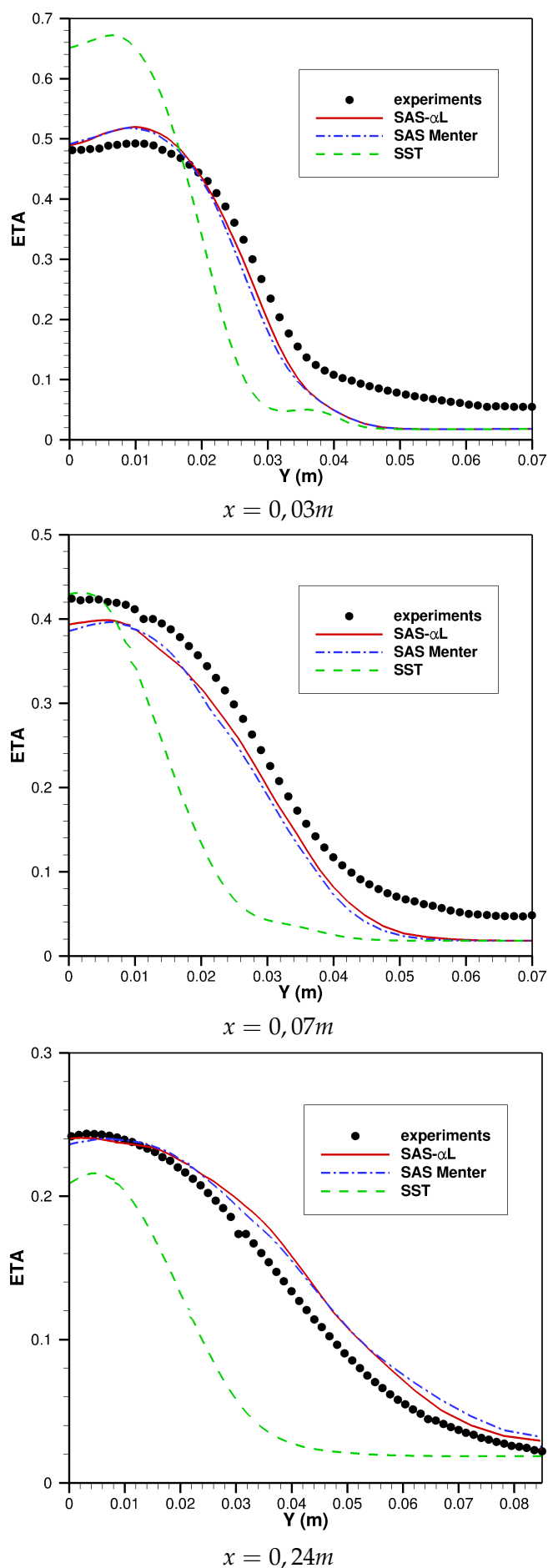


FIGURE 8.26 – Comparaison des profils d'efficacité thermique pariétale aux trois positions $x = 0,03m$, $x = 0,07m$ et $x = 0,24m$ dans le sillage du jet

8.4.3.4.1 Champs d'efficacité dans le panache et le sillage du jet

Afin de mieux comprendre les différences de comportement entre les modèles SST et SAS (et SAS- α L) dans les prévisions de répartition thermique à la paroi, nous avons extrait des champs d'efficacité thermique aux abscisses correspondant aux profils de la figure 8.26.

Les champs d'efficacité thermique dans les plans $x = 0,03m$, $x = 0,07m$ et $x = 0,24m$ sont présentés respectivement aux figures 8.27, 8.28 et 8.29.

Bien que la hauteur du jet soit correctement prévue par les trois modèles, la température dans le coeur du jet est sous-estimée par les trois modèles de turbulence et en particulier par les modèles SAS et SAS- α L. Les modèles SAS et SAS- α L offrent une meilleure topologie de la répartition de température dans le jet que le modèle SST. Cette remarque demeure valide en aval.

Nous observons aussi que la trace thermique mesurée expérimentalement s'évase à la base au niveau de la paroi et cette caractéristique a tendance à s'accroître à mesure que le plan choisi s'éloigne de l'éjecteur. Il apparaît que ce comportement n'est pas reproduit par le modèle SST et qu'il est sous-estimé par les modèles SAS et SAS- α L. En effet, le modèle SST prévoit un jet qui se resserre à sa base et ne s'étale pas. Ce mécanisme est à l'origine de la sous-estimation de l'étendue transverse de la trace thermique. Ces différences de comportement traduisent un effet de confinement du jet qui ne se mélange pas avec l'écoulement transverse lorsque le modèle SST est utilisé. Ce comportement est le résultat du comportement dynamique de la solution calculée par le modèle SST qui ne reproduit ni les structures turbulentes à l'origine du mélange entre le jet et l'écoulement transverse ni le battement latéral du jet.

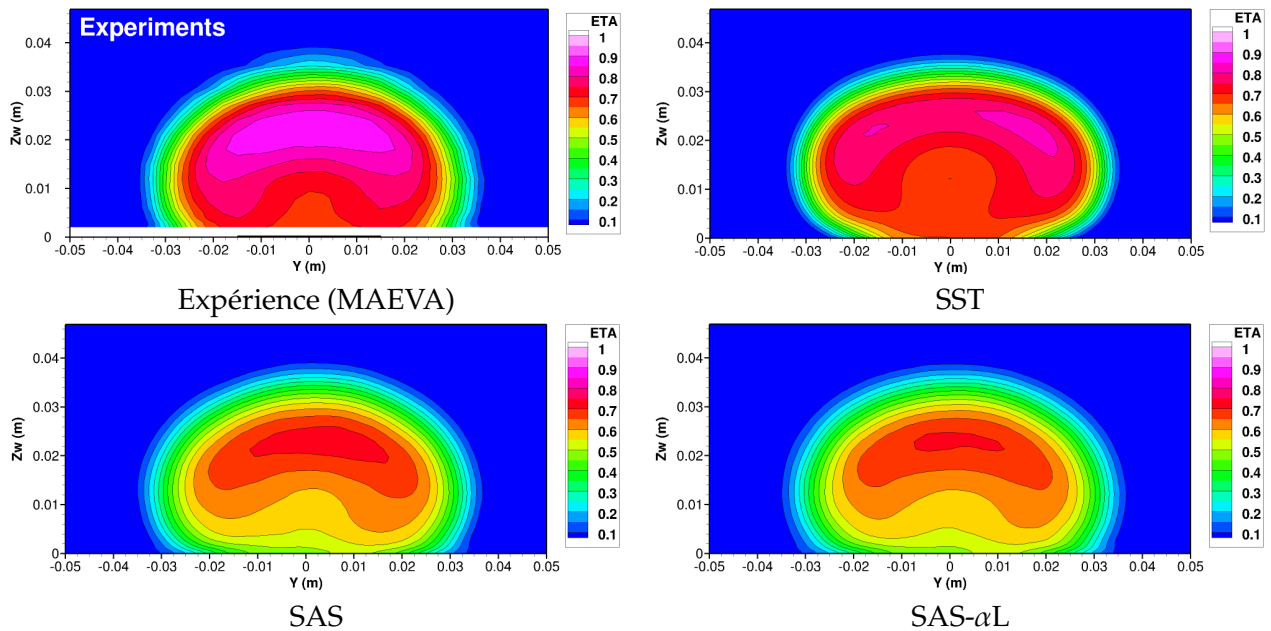


FIGURE 8.27 – Comparaison des champs d'efficacité thermique pariétale à la position $x = 0,03m$ dans le sillage du jet

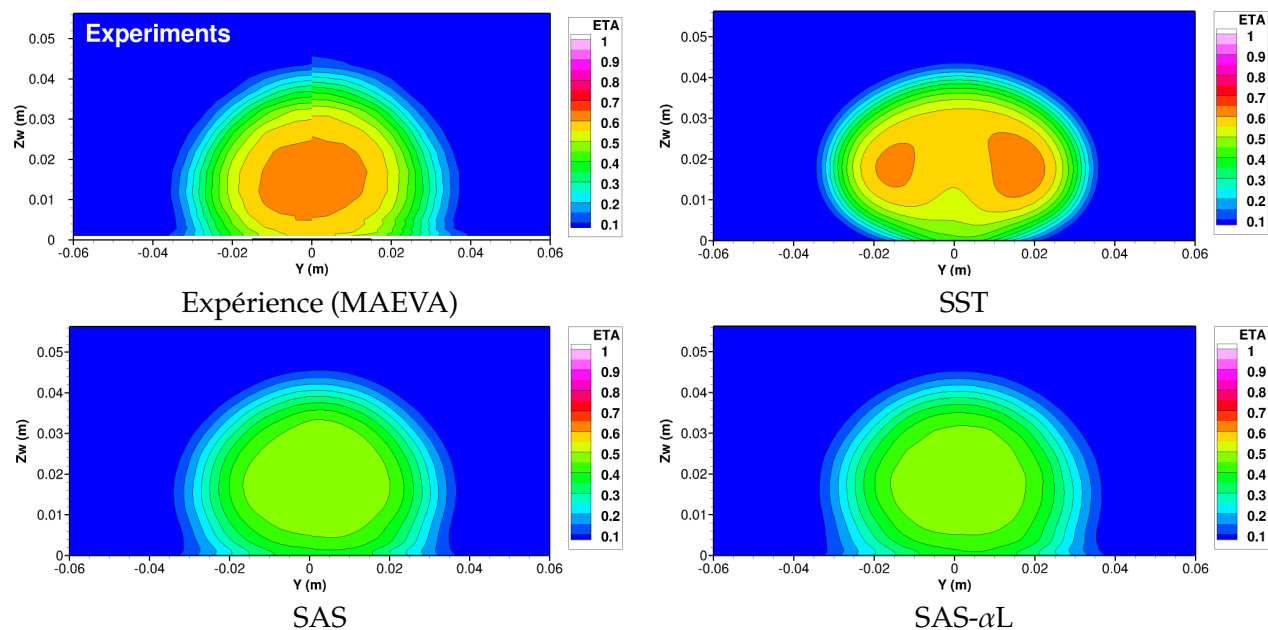


FIGURE 8.28 – Comparaison des champs d'efficacité thermique pariétale à la position $x = 0,07\text{m}$ dans le sillage du jet

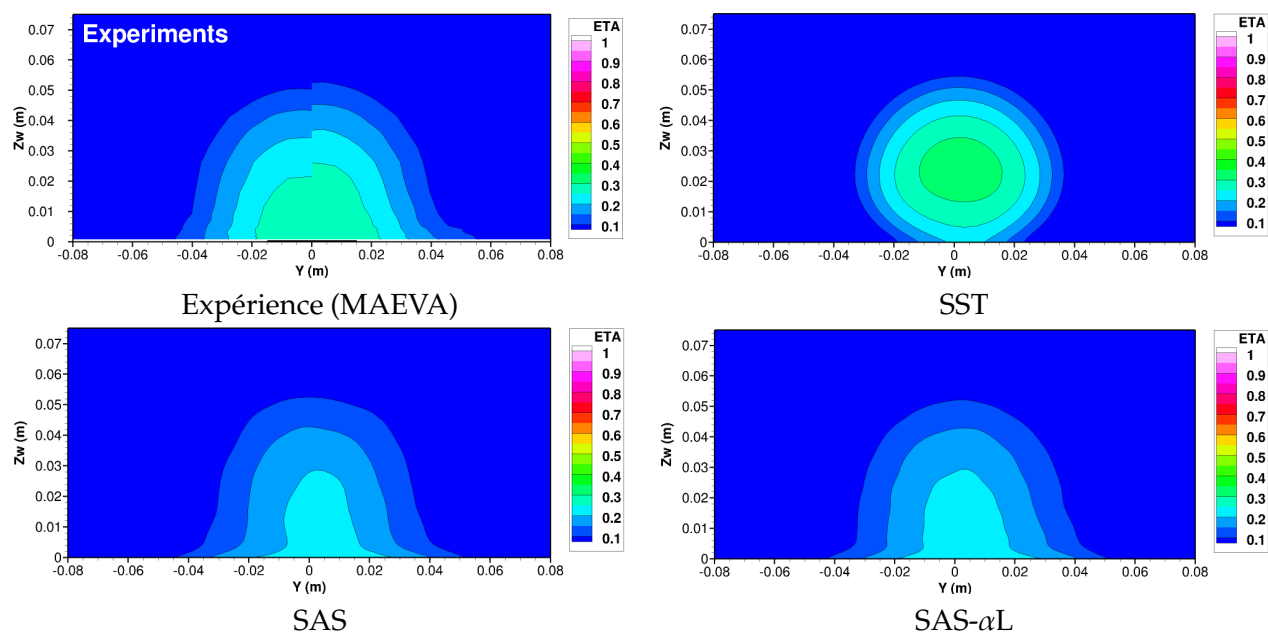


FIGURE 8.29 – Comparaison des champs d'efficacité thermique pariétale à la position $x = 0,24\text{m}$ dans le sillage du jet

8.5 CONCLUSIONS

L'étude du jet débouchant a permis de mettre en valeur l'intérêt de l'approche SAS dans un contexte industriel. En effet, son utilisation a permis de mieux appréhender la physique d'un écoulement très complexe et ainsi d'améliorer les prévisions thermiques et dynamiques. Les améliorations ainsi obtenues sont d'autant plus satisfaisantes que la densité de maillage demeure tout à fait raisonnable pour des études de conception dans le cadre de projets industriels. Par ailleurs, il apparaît que le modèle SAS- α L capture mieux les instabilités de Kelvin-Helmholtz et conduit à des prévisions légèrement plus précises que le modèle SAS. Une étude plus approfondie prenant en compte en particulier la grille (multi-jets) et une condition aux limites thermique dans l'écope physiquement plus pertinente devraient permettre de mener des comparaisons plus fidèles.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Les approches hybrides RANS/LES et URANS avancées, présentées au cours de l'état de l'art, prennent une place de plus en plus importante dans l'étude des écoulements issus de configurations aéronautiques. L'approche SAS présente un intérêt certain dans la mesure où elle assure un comportement proche de la DES en s'affranchissant des problèmes épineux inhérents au maillage. Par ailleurs, l'approche SAS ne requiert pas un maillage aussi dense qu'en LES ou même en DES.

Au cours de nos travaux, nous avons mis à disposition des utilisateurs du logiciel *elsA* une version SAS du modèle SST. Le choix de ce modèle de turbulence est motivé par sa popularité au sein de la communauté aéronautique et par ses bonnes propriétés.

Une analyse théorique de ce modèle a montré que la formulation initiale du modèle SAS n'est pas adaptée pour capturer les instabilités de type Kelvin-Helmholtz rencontrées dans les couches de mélange car l'échelle L_{vK} tend vers une valeur infinie au centre de la couche cisailée. En conséquence, une correction a été proposée à travers le modèle SAS- α L qui limite la valeur de l'échelle L_{vK} dans cette zone. La formulation proposée au cours de nos travaux est capable de mieux reproduire les instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Par la suite, l'étude de trois cas académiques sujets à un décollement massif ainsi que l'analyse d'un cas industriel ont été effectuées.

- L'écoulement à fort nombre de Reynolds autour d'un cylindre a été traité en premier lieu. Les résultats montrent que le modèle SST ne reproduit que les grosses structures caractéristiques des allées de von Kármán alors que les modèles SAS et SAS- α L reproduisent un écoulement tridimensionnel, siège de structures de taille diverse, plus proche de la réalité physique. Cette différence de comportement entre les approches SAS et URANS classique est le résultat de l'adaptation du niveau de viscosité turbulente dans le sillage du cylindre obtenue en SAS. Cette configuration a mis en évidence que l'emploi du modèle SAS- α L permettait de décroître plus rapidement et de manière plus significative le niveau de viscosité turbulente prévu. Cette configuration a aussi montré une grande sensibilité aux méthodes numériques employées. En particulier, au nombre de Reynolds choisi, des solutions supercritiques et postcritiques ont été observées suivant le schéma numérique utilisé. Enfin, cette étude a montré que le schéma de Jameson était adapté à l'emploi du modèle SAS à condition de réduire le terme de dissipation artificielle. Les schémas d'ordre plus élevé sont à privilégier même s'il a été observé que l'ordre 3 est suffisant.

- La deuxième configuration étudiée est l'écoulement au-dessus d'une marche descendante. Ce cas qui a initialement motivé la proposition du modèle SAS- α L est plus litigieux. Bien qu'il ait été observé que le modèle SAS- α L est capable de capturer les rouleaux de Kelvin-Helmholtz, contrairement aux modèles SST et SAS qui prévoient la même solution stationnaire, ceux-ci sont rapidement dissipés. Des calculs avec des schémas d'ordre élevé ont montré la tridimensionalisation des solutions SAS et SAS- α L en aval de la marche mais celle-ci s'accompagne de la détérioration des prévisions concernant le point de recollement. A ce titre, nous suggérons de reconduire les calculs en s'attachant à plus de précaution dans la convergence des statistiques pour conclure de manière définitive. Enfin, la simulation d'un cas de marche descendante où la couche limite amont est moins épaisse et moins polluée par un niveau important de viscosité turbulente a montré que le modèle SAS est capable de prévoir une solution tridimensionnelle présentant l'ensemble des structures prévues en LES alors que le modèle SST prévoit une solution quasiment stationnaire.

- L'écoulement transsonique affleurant la cavité M219 a permis de comparer les approches SAS et URANS classique dans le domaine de l'aéroacoustique. Cette configuration a montré que les modèles SAS et SAS- α L sont capables de résoudre davantage de structures au sein de la cavité et dans son sillage que le modèle SST. Le modèle SAS- α L a permis d'améliorer légèrement les prévisions du modèle SAS, ce qui est cohérent avec une formulation plus pertinente dans les couches de mélange. Notons que contrairement à ce qui est rapporté dans la littérature, le modèle SST permet d'atteindre un niveau de précision satisfaisant dans les prévisions pourvu que le maillage et les méthodes numériques employées soient adéquates. Par ailleurs, des calculs sur maillage très grossier ont montré la détérioration des prévisions résultant du relâchement excessif du maillage.
- Enfin, le cas du jet chaud débouchant dans un écoulement transverse a permis de mettre en évidence les apports de l'approche SAS dans un contexte industriel. En effet, l'incapacité du modèle SST à reproduire la dynamique du jet et les principaux mécanismes physiques dominants de cet écoulement a pour effet d'aboutir à de très mauvaises prévisions en termes d'échanges thermiques. L'emploi des modèles SAS et SAS- α L permet de résoudre les structures turbulentes qui résident dans le jet débouchant et améliorent nettement les prévisions thermiques pariétales en aval du jet. Ces résultats sont d'autant plus satisfaisants que la densité de maillage considérée dans notre étude est tout à fait admissible dans un contexte industriel.

PERSPECTIVES

Au cours de nos travaux, divers points n'ont pas pu être traités dans le temps imparti et méritent néanmoins des travaux complémentaires.

Tout d'abord, nous suggérons l'implantation de schémas hybrides (Strelets 2001) dans le logiciel *elsA* afin de tirer pleinement parti des deux comportements (RANS et LES) de l'approche SAS. Ensuite, le cas du cylindre a montré les limites des bases de données actuelles. Il est souhaitable qu'un cas aussi largement étudié du point de vue numérique fasse l'objet de données expérimentales plus exhaustives en particulier du point de vue dynamique. Par ailleurs, une description plus détaillée des mécanismes physiques qui régissent le passage du régime supercritique au régime postcritique serait intéressante.

Puis, l'étude d'un cas d'écoulement de marche descendante bien documenté mais dont la couche limite amont serait moins épaisse paraît indispensable. Toutefois, mentionnons que la plupart des configurations rencontrées dans la littérature porte sur des écoulements à nombre de Reynolds beaucoup plus faible que dans l'expérience de Driver et Seegmiller (1985).

Une question a été abordée au cours de nos travaux mais n'a pas été développée dans notre manuscrit car elle n'a pas pu être approfondie. Elle porte sur le comportement asymptotique du modèle SAS lorsque la taille de maille tend vers zéro. En effet, à l'heure actuelle, aucune étude précise si l'approche SAS converge ou non vers la DNS lorsque la taille de maille devient de plus en plus petite. Mentionnons néanmoins que certaines des études menées utilisaient des maillages très raffinés dans certaines zones sans que les structures résolues n'atteignent la taille de maille. En conséquence, cette étude suggère plutôt que l'approche SAS se situe entre l'approche URANS et la DES. A ce titre une amélioration du modèle Q_{SAS} est encore envisageable par le biais d'une étude théorique plus poussée.

Des calculs complémentaires sur le cas du jet chaud débouchant dans un écoulement transverse en imposant une condition aux limites thermiquement plus représentative de la réalité physique à la grille serait intéressante ne serait-ce que pour quantifier l'effet de cette condition aux limites. Enfin, nous suggérons de conduire des calculs sur une configuration complexe par le biais des approches SAS et DES en employant un même maillage et les mêmes méthodes numériques afin de quantifier plus finement les différences.

Mentionnons pour finir que des travaux sont en cours au sein du DMAE et qu'ils visent à évaluer plus précisément la portée de l'approche SAS sur des problématiques thermiques et aérodynamiques plus complexes.

ANNEXES

A

A.1 DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL NAVIER-STOKES DE L'ONERA : *elsA*

A.1.1 Hypothèses de travail du logiciel *elsA*

Le développement du recours à la simulation numérique dans divers champs de recherche scientifiques a corrélativement mis en évidence l'importance de la notion d'**approximation**. Dans le cadre de la mécanique des fluides numérique, cette notion revêt une importance capitale dans au moins deux étapes du processus de simulation. Tout d'abord, la réalité physique est représentée par un modèle mathématique plus ou moins complexe suivant le degré de précision requis. Puis, la résolution du système mathématique ainsi obtenu ne pouvant se faire de manière analytique (exacte) que dans des cas très exceptionnels, il est d'usage de recourir à des méthodes issues de l'analyse numérique pour approximer une solution au problème. Ces deux aspects sont successivement considérés dans la suite de ce chapitre. En effet, afin d'améliorer la compréhension et la transparence des simulations numériques conduites par la suite, nous présentons les hypothèses de travail considérées au sein du code de calcul Navier-Stokes *elsA* utilisé au cours de nos travaux. L'objectif n'est cependant pas de présenter de manière exhaustive le logiciel *elsA* mais simplement de décrire les hypothèses d'étude et les méthodes numériques utilisées au cours de nos travaux. Toutefois, le lecteur désireux d'approfondir sa connaissance du logiciel *elsA* pourra se référer au manuel théorique (Lazareff et al. 2009) dont est inspiré l'exposé qui suit.

A.1.1.1 Equations basiques gouvernant le mouvement d'un fluide

A.1.1.1.1 Hypothèses de travail

Nous décrivons tout d'abord la théorie dans laquelle s'inscrit le logiciel *elsA* afin de délimiter le champ d'applications du logiciel. Les équations considérées pour décrire le mouvement du fluide sont issues de la théorie de la Mécanique des Milieux Continus (MMC). Ainsi, un point de vue macroscopique est retenu pour la description des propriétés mécaniques et thermodynamiques du fluide. En effet, pour les applications considérées, nous supposons que le libre parcours moyen (l.p.m.) est très inférieur à la taille de toutes les échelles des structures rencontrées au sein du fluide¹.

De plus, nous supposons que le fluide considéré n'est constitué que d'une seule espèce ou plus généralement d'un mélange inerte d'espèces chimiques différentes, à l'équilibre thermique si bien qu'une seule température suffit à caractériser le fluide.

A.1.1.1.2 Equations de Navier-Stokes

Le mouvement d'un fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes. Le système d'équations de Navier-Stokes traduit le bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie totale sur un domaine Ω de frontière notée $\partial\Omega$. Dans les équations qui suivent, \underline{U} désigne la vitesse, p la pression, $\underline{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \underline{q} le flux de chaleur, $\underline{\sigma}$ la contrainte totale (pression et visqueuse) et E l'énergie totale c'est-à-dire la somme de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique. Elles peuvent s'écrire sous la forme intégrale suivante :

- équation (scalaire) intégrale de conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho d\Omega + \iint_{\partial\Omega} \rho \underline{U} \cdot \underline{dS} = 0 \quad (\text{A.1})$$

- équation (vectorielle) intégrale de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho \underline{U} d\Omega + \iint_{\partial\Omega} \rho \underline{U} (\underline{U} \cdot \underline{dS}) = - \iint_{\partial\Omega} p \underline{dS} + \iint_{\partial\Omega} \underline{\tau} \cdot \underline{dS} \quad (\text{A.2})$$

1. En effet, comme nous l'avons expliqué au chapitre I, même les plus petites échelles de la turbulence dites de Kolmogorov, sont très supérieures au l.p.m., ce qui fait de la turbulence un phénomène continu.

- équation (scalaire) intégrale de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho E d\Omega + \iint_{\partial\Omega} \rho E \underline{U} \cdot d\underline{S} = - \iint_{\partial\Omega} \underline{q} \cdot d\underline{S} + \iint_{\partial\Omega} (\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{U}) \cdot d\underline{S} \quad (\text{A.3})$$

Pour fermer le système, il est nécessaire de connaître le comportement de la pression, du tenseur des contraintes visqueuses et du flux de chaleur, ce qui fait l'objet des lois constitutives ou de comportement.

A.1.1.1.3 Equations d'état

Nous supposons que le fluide se comporte comme un gaz parfait de chaleurs spécifiques à pression constante c_p et à volume constant c_v supposées constantes. On définit la constante γ comme le rapport c_p/c_v .

Dans ces conditions, l'énergie interne s'exprime en fonction de la chaleur spécifique à volume constant et de la température par la relation :

$$e = c_v T \quad (\text{A.4})$$

La pression s'exprime alors en fonction de la température et de la masse volumique par la relation :

$$p = \rho r T \quad (\text{A.5})$$

où r désigne la constante des gaz parfait.

La relation de Mayer permet de lier c_p , c_v et r :

$$c_p = c_v + r \quad (\text{A.6})$$

A.1.1.1.4 Lois constitutives

Les fluides considérés sont supposés Newtoniens et obéissent par conséquent à la loi de comportement du tenseur des contraintes visqueuses suivante :

$$\underline{\underline{\tau}} = \lambda (\text{div} \underline{U}) \underline{\underline{I}} + 2\mu \underline{\underline{S}} \quad (\text{A.7})$$

où $\underline{\underline{S}}$ désigne le tenseur taux de déformation, λ et μ sont les coefficients de viscosité de Lamé. Il est d'usage de supposer que l'hypothèse de Stokes est valide ce qui permet d'écrire :

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (\text{A.8})$$

La viscosité dynamique du fluide est supposée obéir à la loi de Sutherland :

$$\mu = \mu_S \sqrt{\frac{T}{T_S}} \frac{1 + C_S/T_S}{1 + C_S/T} \quad (\text{A.9})$$

où μ_S désigne la viscosité dynamique à la température T_S et C_S une constante égale à 110,4 K pour l'air.

Le flux de chaleur obéit à la loi de Fourier :

$$\underline{q} = -\kappa_T \cdot \underline{\text{grad}} T \quad (\text{A.10})$$

où κ_T désigne la conductivité thermique du fluide et T la température. La conductivité thermique κ_T est liée à la viscosité dynamique du fluide par la relation :

$$\kappa_T = c_p \frac{\mu}{\text{Pr}} = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} \frac{\mu}{\text{Pr}} \quad (\text{A.11})$$

où Pr désigne le nombre de Prandtl supposé constant et égal à 0,72 pour l'air.

A.1.1.2 Equations de Navier-Stokes moyennées

Nous présentons, dans ce paragraphe, la manière dont la turbulence est traitée par une approche statistique. Nous avons expliqué au chapitre 1 que dans ce contexte toute variable instantanée f est décomposée en une valeur moyenne \bar{f} et une partie fluctuante f' . Usuellement, l'hypothèse d'ergodicité de la turbulence est admise et l'opérateur de moyenne temporelle est considérée. Toutefois, *elsA* étant un code de calcul Navier-Stokes compressible, la moyenne de Reynolds pondérée par la masse est privilégiée. Celle-ci est définie à partir de la moyenne d'ensemble par la relation :

$$\tilde{f} = \frac{\bar{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (\text{A.12})$$

Cette opérateur permet de décomposer toute grandeur instantanée f sauf la pression et la masse volumique sous la forme :

$$f = \tilde{f} + f'' \quad (\text{A.13})$$

L'application de cette décomposition aux termes présents dans les équations de Navier-Stokes aboutit au système d'équations de Navier-Stokes moyennées suivant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}[\rho \underline{U}] = 0 \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial \rho \underline{U}}{\partial t} + \text{div}[\rho \underline{U} \otimes \underline{U} + p \underline{I} - \underline{\tau} - \underline{\tau}_R] = \underline{0} \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{\partial \rho(E + k)}{\partial t} + \text{div}[\rho(E + k) \underline{U} + p \underline{U} - (\underline{\tau} + \underline{\tau}_R) \cdot \underline{U} + \underline{q} + \underline{q}_t] = 0 \quad (\text{A.16})$$

Dans les équations ci-dessus, ρ , p , $\underline{\tau}$ et \underline{q} sont des quantités moyennées (moyenne d'ensemble) alors que \underline{U} et E sont moyennées par le biais de l'opérateur moyenne de Reynolds pondérée par la masse. Ce système fait apparaître des inconnues supplémentaires par rapport au système d'équations de Navier-Stokes initial :

- énergie cinétique du mouvement turbulent : $k = \frac{1}{2} \overline{\rho \underline{U}''^2} / \bar{\rho}$
- tenseur des contraintes de Reynolds : $\underline{\tau}_R = -\overline{\rho \underline{U}'' \otimes \underline{U}''}$
- flux de chaleur apparent turbulent : $\underline{q}_t = -\overline{\rho \underline{U}'' h''}$

Pour fermer le système d'équations RANS, il faut définir les "lois de comportement" du tenseur de Reynolds et du flux de chaleur apparent turbulent. Dans les études que nous avons menées, le tenseur de Reynolds est représenté par la loi de Boussinesq et le flux de chaleur apparent turbulent par une hypothèse de transport par gradient :

$$\underline{\tau}_R = -\frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \text{div} \underline{U}) \underline{I} + 2\mu_t \underline{S} \quad (\text{A.17})$$

$$\underline{q}_t = -\frac{c_p \mu_t}{\text{Pr}_t} \underline{\text{grad}} T \quad (\text{A.18})$$

où μ_t désigne la viscosité turbulente et Pr_t le nombre de Prandtl turbulent.

Ces hypothèses permettent alors d'écrire un système d'équations identique au système d'équations de Navier-Stokes instantané mais portant sur les variables E^* , p^* , $\underline{\tau}^*$ et \underline{q}^* définies comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} E^* = E + k \\ p^* = p + \frac{2}{3} \rho k \\ \underline{\tau}^* = \underline{\tau} + (\underline{\tau}_R + \frac{2}{3} \rho k \underline{I}) = \left(1 + \frac{\mu}{\mu_t}\right) \underline{\tau} \\ \underline{q}^* = \underline{q} + \underline{q}_t = \left(1 + \frac{\mu}{\mu} \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t}\right) \underline{q} \end{array} \right. \quad (\text{A.19})$$

A.1.2 Résolution des équations de Navier-Stokes

A.1.2.1 Principe de la méthode des volumes finis

Nous ne présentons ici que les bases de la méthode des volumes finis afin de faciliter l'exposé portant sur les schémas numériques. Un exposé plus détaillé est disponible dans les ouvrages spécialisés de LeVeque (1992), Anderson (1995), Versteeg et Malalasekera (1995), Ferziger et Perić (2002), LeVeque (2002), Hirsch (2007).

La méthode des volumes finis (FVM pour Finite Volume Method) a été introduite en mécanique des fluides par McDonald (1971), Cormack et Paullay (1972) pour la résolution d'un système d'équations d'Euler bidimensionnel et instationnaire, puis elle fut généralisée aux écoulements tridimensionnels par Rizzi et Inouye (1973). A l'heure actuelle, ils s'agit de l'approche la plus répandue en mécanique des fluides numérique. Cette popularité est due à sa simplicité conceptuelle et sa généralité puisqu'elle est applicable à tous les types de maillage. Une fois le maillage du domaine de calcul effectué, la méthode des volumes finis est fondée sur les étapes suivantes :

- Subdivision du domaine de calcul en éléments de volume élémentaires dit volumes de contrôle qui sont associés à chaque noeud du maillage.
- Application des équations de bilan à chaque volume de contrôle.

Ces deux étapes sont successivement décrites dans la suite de cette section.

A.1.2.1.1 Choix des volumes de contrôle

Il existe divers choix dans la construction des volumes de contrôle. Dans le code de calcul *elsA*, c'est l'approche "cell-centered" qui a été retenue. Dans cette approche, les grandeurs moyennes inconnues sont assignées aux centres des volumes de contrôle et les lignes du maillage définissent les limites du volume de contrôle.

A.1.2.1.2 Discrétisation spatiale des équations de Navier-Stokes

La résolution numérique des équations RANS suivant la méthode des volumes finis consiste à appliquer la forme intégrale des équations à chaque maille Ω_j . Dans la suite, on note Ω la maille considérée pour simplifier les notations. Cette simplification n'induit pas d'ambiguïté puisque le raisonnement est mené de manière locale. Le système d'équations RANS s'écrit sous la forme intégrale et compacte suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \underline{W} d\Omega + \iint_{\partial\Omega} (\underline{F}_c \cdot \underline{n}) dS + \iint_{\partial\Omega} (\underline{F}_d \cdot \underline{n}) dS = 0 \quad (\text{A.20})$$

- \underline{W} désigne le vecteur des variables conservatives :

$$\underline{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \underline{U} \\ \rho E^* \end{pmatrix} \quad (\text{A.21})$$

- \underline{F}_c désigne le flux dit convectif :

$$\underline{F}_c = \begin{bmatrix} \rho \underline{U} \\ [\rho \underline{U} \otimes \underline{U} + p^* \underline{I}] \\ [\rho E^* \underline{U} + p^* \underline{U}] \end{bmatrix} \quad (\text{A.22})$$

- \underline{F}_d désigne le flux dit diffusif :

$$\underline{F}_d = \begin{bmatrix} 0 \\ -\underline{\tau}^* \\ -[\underline{\tau}^* \cdot \underline{U} - \underline{q}^*] \end{bmatrix} \quad (\text{A.23})$$

Dans le logiciel *elsA*, les mailles considérées sont hexahédrales. Par ailleurs, on adopte les notations suivantes :

- Le volume de la maille noté $\mathcal{V}(\Omega)$ est défini par

$$\mathcal{V}(\Omega) = \iiint_{\Omega} d\Omega \quad (\text{A.24})$$

- La surface de la maille notée $\partial\Omega$ est scindée suivant les six faces Σ_i :

$$\partial\Omega = \sum_{i=1}^6 \Sigma_i \quad (\text{A.25})$$

Le flux à travers la surface de la maille Ω qui est une surface fermée est notée $\oint_{\partial\Omega}$ alors que le flux à travers la surface Σ_i est noté \iint_{Σ_i} . Par convention, la normale est orientée vers l'extérieur. Dans ces conditions, le système d'équations de Navier-Stokes s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \underline{W} d\Omega = - \left[\sum_{i=1}^6 \iint_{\Sigma_i} [\underline{F}_c + \underline{F}_d] \cdot \underline{n} d\Sigma_i \right] \quad (\text{A.26})$$

On définit la valeur moyenne (sur le volume de contrôle) du vecteur d'état \underline{W} :

$$\overline{\underline{W}}_{\Omega} = \frac{1}{\mathcal{V}(\Omega)} \iiint_{\Omega} \underline{W} d\Omega \quad (\text{A.27})$$

On définit ensuite le flux total à travers la surface Σ_i par :

$$\overline{\underline{F}}_{\Sigma_i} = \iint_{\Sigma_i} [\underline{F}_c + \underline{F}_d] \cdot \underline{n} d\Sigma_i \quad (\text{A.28})$$

Il vient alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\mathcal{V}(\Omega) \overline{\underline{W}}_{\Omega}] = - \left[\sum_{i=1}^6 \overline{\underline{F}}_{\Sigma_i} \right] \quad (\text{A.29})$$

En notant $\widetilde{\underline{F}}$ le flux numérique qui est une estimation du flux exact, $\widetilde{\underline{W}}$ une approximation du vecteur d'état moyen et \underline{N}_{Σ_i} la valeur moyenne de la normale extérieure sur la face Σ_i c'est-à-dire $\underline{N}_{\Sigma_i} = \iint_{\Sigma_i} \underline{n} d\Sigma_i$, nous aboutissons à la forme suivante :

$$\frac{\partial \widetilde{\underline{W}}_{\Omega}}{\partial t} = - \frac{1}{\mathcal{V}(\Omega)} \sum_{i=1}^N \widetilde{\underline{F}}_{\Sigma_i} \cdot \underline{N}_{\Sigma_i} \quad (\text{A.30})$$

A ce stade, il reste à calculer les approximations du flux numérique et à intégrer temporellement ce système. Ces étapes sont décrites dans la suite du chapitre.

A.1.2.2 Calcul des flux convectifs

Dans ce paragraphe, nous présentons les divers schémas de discrétisation des flux convectifs que nous avons utilisés dans nos travaux de recherche.

A.1.2.2.1 Discrétisation centrée avec dissipation artificielle

L'idée la plus intuitive pour calculer le flux à l'interface Σ_l de la maille Ω est de calculer un flux moyen, à partir des grandeurs estimées aux centres des cellules adjacentes, Ω et Ω_l , à la frontière Σ_l . Deux approches différentes sont envisageables :

- Formulation dite "divergence" :

$$\underline{F}_{\text{div}}(\underline{W}_{\Omega}, \underline{W}_{\Omega_l}) \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} = \frac{1}{2} \left[\underline{F}_c(\underline{W}_{\Omega}) + \underline{F}_c(\underline{W}_{\Omega_l}) \right] \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} \quad (\text{A.31})$$

- Formulation dite "skew-symmetric" :

$$\underline{\underline{F}}_{\text{ske}}(\underline{W}_\Omega, \underline{W}_{\Omega_l}) \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} = \underline{\underline{F}}_c \left(\frac{\underline{W}_\Omega + \underline{W}_{\Omega_l}}{2} \right) \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} \quad (\text{A.32})$$

où le flux convectif est défini par la relation (A.22) :

$$\underline{\underline{F}}_c(\underline{W}_\Omega) = \left[\begin{array}{c} \rho \underline{U} \\ \rho \underline{U} \otimes \underline{U} + p^* \underline{I} \\ \rho E^* \underline{U} + p^* \underline{U} \end{array} \right]_\Omega \quad (\text{A.33})$$

Toutefois, les deux formulations de cette discrétisation centrée "simple" sont instables, aussi Jameson et al. (1981) ont proposé de stabiliser ce schéma avec l'introduction d'un terme de dissipation artificielle. En s'appuyant sur la formulation "divergence"², ces auteurs proposent la discrétisation suivante :

$$\underline{\underline{F}}_{\text{Jameson}}(\underline{W}_\Omega, \underline{W}_{\Omega_l}) \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} = \frac{1}{2} \left[\underline{\underline{F}}_c(\underline{W}_\Omega) + \underline{\underline{F}}_c(\underline{W}_{\Omega_l}) \right] \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} - \underline{D}_{\Sigma_l} \quad (\text{A.34})$$

L'opérateur de dissipation artificielle \underline{D}_{Σ_l} se décompose suivant chaque direction d'espace \underline{i} , \underline{j} et \underline{k} selon \underline{D}_i , \underline{D}_j et \underline{D}_k . Cette discrétisation conduit à la formulation volume fini suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t} \underline{W}_\Omega = - \frac{1}{\mathcal{V}(\Omega)} \left[\sum_{i=1}^6 \frac{1}{2} \left[\underline{\underline{F}}_c(\underline{W}_\Omega) + \underline{\underline{F}}_c(\underline{W}_{\Omega_l}) \right] \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} - \underline{D}_i - \underline{D}_j - \underline{D}_k \right] \quad (\text{A.35})$$

La dissipation artificielle construite par Jameson et al. (1981) est formée de deux termes : un premier terme non linéaire du second ordre visant à améliorer la capture des discontinuités (chocs) au sein de l'écoulement et un terme linéaire du quatrième ordre de type Oliger-Kreiss visant à dissiper les oscillations hautes fréquences qui peuvent déstabiliser le schéma. Nous présentons l'opérateur de dissipation artificielle suivant la direction \underline{i} , les autres directions étant analogues. Ainsi, cet opérateur s'écrit :

$$\underline{D}_i = \underline{D}_i^{(2)} - \underline{D}_i^{(4)} \quad (\text{A.36})$$

Cette expression peut être réécrite en considérant cette dissipation artificielle comme un flux physique et écrire son bilan sur la maille d'indice (i, j, k) sous la forme :

$$\begin{cases} \underline{D}_{ijk}^{(2)} = \underline{D}_{i+\frac{1}{2}jk}^{(1)} - \underline{D}_{i-\frac{1}{2}jk}^{(1)} \\ \underline{D}_{ijk}^{(4)} = \underline{D}_{i+\frac{1}{2}jk}^{(3)} - \underline{D}_{i-\frac{1}{2}jk}^{(3)} \end{cases} \quad (\text{A.37})$$

Ainsi, à chaque interface Σ_l , l'opérateur de dissipation artificielle s'écrit :

$$\underline{D}_{\Sigma_l} = \underline{D}_{\Sigma_l}^{(1)} - \underline{D}_{\Sigma_l}^{(3)} \quad (\text{A.38})$$

Dissipation artificielle non linéaire du second ordre

Le terme de dissipation artificielle du second ordre s'écrit :

$$\underline{D}_{i+\frac{1}{2}jk}^{(1)} = \epsilon_{i+\frac{1}{2}jk}^{(2)} \bar{\rho}_{c_{i+\frac{1}{2}jk}} (\underline{W}_{i+1jk} - \underline{W}_{ijk}) \quad (\text{A.39})$$

Dans cette expression, les notations sont les suivantes :

$$\bullet \quad \bar{\rho}_{c_{i+\frac{1}{2}jk}} = \rho_{c_{i+\frac{1}{2}jk}} \left[1 + \xi_1 \max_{\substack{li = i, i+1 \\ lj = j \pm \frac{1}{2} \\ lk = k \pm \frac{1}{2}}} \left(\frac{\rho_{c_{liljk}}}{\rho_{c_{i+\frac{1}{2}jk}}} \right)^{\xi_2} \right]$$

2. La version basée sur la formulation "skew-symmetric" se déduit de manière analogue.

où ρ_c désigne le rayon spectral de matrice jacobienne du flux convectif par rapport au vecteur d'état \underline{W} . $\bar{\rho}_c$ désigne la correction de Martinelli qui produit de la dissipation artificielle. Elle est particulièrement utile pour la stabilisation du calcul en présence de mailles allongées. Elle peut être désactivée en choisissant la constante ξ_1 à 0.

- $\epsilon_{i+\frac{1}{2}jk}^{(2)} = k^{(2)} \max(v_{ijk}^{(i)}; v_{i+1jk}^{(i)})$ est une fonction visant à détecter les discontinuités grâce aux arguments :

$$g^{(i)} : \begin{cases} \mathbb{R} \mapsto \mathbb{R} \\ \zeta \mapsto \frac{|\zeta_{i+1jk} - 2\zeta_{ijk} + \zeta_{i-1jk}|}{|\zeta_{i+1jk} + 2\zeta_{ijk} + \zeta_{i-1jk}| + \epsilon} \end{cases} \quad (\text{A.40})$$

et $v_{ijk}^{(i)} = \sigma g^{(i)}(p) + (1 - \sigma)g^{(i)}(\|\underline{U}\|)$ avec p la pression et σ une constante.

Dissipation artificielle du quatrième ordre

Le terme de dissipation du quatrième ordre s'écrit :

$$\underline{D}_{i+\frac{1}{2}jk}^{(3)} = \epsilon_{i+\frac{1}{2}jk}^{(4)} \bar{\rho}_{c_{i+1jk}} (\underline{W}_{i+2jk} - 2\underline{W}_{i+1jk} + \underline{W}_{ijk}) - \epsilon_{ijk}^{(4)} \bar{\rho}_{c_{ijk}} (\underline{W}_{i+1jk} - 2\underline{W}_{ijk} + \underline{W}_{i-1jk}) \quad (\text{A.41})$$

avec $\epsilon_{ijk}^{(4)} = \max\left[0, k^{(4)} - \frac{1}{2}(\epsilon_{i+\frac{1}{2}jk} + \epsilon_{i-\frac{1}{2}jk})\right]$ où $k^{(4)}$ désigne une constante.

Remarque A.1 Le schéma de Jameson présente deux désavantages importants :

- l'introduction de la viscosité artificielle repose davantage sur des critères phénoménologiques que physiques. Pour les chocs de forte intensité, ce schéma devient trop diffusif.
- L'influence laissée à l'utilisateur par l'intermédiaire des paramètres $k^{(2)}$, σ et $k^{(4)}$. Il est d'ailleurs conseillé de diminuer la valeur de ces paramètres au gré des calculs sous peine d'une dissipation trop importante.

A.1.2.2.2 Discrétisation décentrée de Roe

La stratégie adoptée dans le développement des schémas décentrés est d'introduire davantage de physique dans la résolution, en particulier, la capture des chocs. Le schéma de Roe (1981) appartient à la classe des schémas dits "Flux-Difference Splitting" (FDS) dans la littérature anglo-saxonne ou solveurs de Riemann. Le premier schéma de ce type fut introduit par Godunov (1960). Dans cette approche, à un instant donné, la solution est représentée par un ensemble discret d'états thermodynamiques constants par morceaux sur chaque maille. Le problème pour une telle méthode est de calculer le flux à l'interface entre les deux mailles tout en assurant la conservativité de la méthode. Ce problème consiste à résoudre un problème de Riemann c'est-à-dire à calculer le flux à l'interface à partir des deux états thermodynamiques droit \underline{W}_R et gauche \underline{W}_L . Nous ne détaillerons pas tous les aspects techniques mais nous retiendrons ici que le schéma de Roe est une simplification du schéma de Godunov. En effet, le schéma de Godunov résout le problème de Riemann exact ce qui le rend prohibitif du point de vue du temps de calcul alors que le schéma de Roe résout un problème de Riemann approché pour réduire le temps de calcul.

Dans cette approche, le flux à l'interface Σ_l s'écrit :

$$\underline{F}_{\text{Roe}} \cdot \underline{N}_{\Sigma_l}(\underline{W}_R; \underline{W}_L) = \frac{\underline{F}_c(\underline{W}_L) + \underline{F}_c(\underline{W}_R)}{2} \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} - \frac{1}{2} \underline{\tilde{A}}(\underline{W}_R - \underline{W}_L) \quad (\text{A.42})$$

On note $A = \frac{\partial(\underline{F}_c \cdot \underline{N}_{\Sigma_l})}{\partial \underline{W}}$ et $\underline{\tilde{A}} = \underline{A}(\underline{\tilde{W}})$ où $\underline{\tilde{W}}$ est l'état moyen de Roe défini comme suit :

$$\bar{\rho} = \left(\frac{\rho_R}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.43})$$

et pour toute variable X on définit $\tilde{X} = \frac{\sqrt{\rho_L} X_L + \sqrt{\rho_R} X_R}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_R}}$.

Ce schéma souffre du défaut de ne pas respecter la croissance de l'entropie (second principe)

dans certaines situations. Sous cette forme, le schéma n'est pas entropique. Pour pallier ce défaut, Harten (1983) introduisit une correction :

$$\underline{F}_{\text{Harten}} \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} = \frac{\underline{F}_c(\underline{W}_R) + \underline{F}_c(\underline{W}_L)}{2} \cdot \underline{N}_{\Sigma_l} - \frac{1}{2} \Psi(|\underline{\tilde{A}}|)(\underline{W}_R - \underline{W}_L) \quad (\text{A.44})$$

En notant $\text{Diag}(|\underline{\tilde{\lambda}}_A|)$ la matrice obtenue en prenant la valeur absolue des valeurs propres de la matrice diagonale semblable³ à la matrice $\underline{\tilde{A}}$, la fonction Ψ est définie comme suit :

$$\Psi : \begin{cases} z \mapsto |z| & \text{si } |z| \geq \delta \\ z \mapsto \frac{|z|^2 + \delta^2}{2\delta} & \text{si } |z| < \delta \end{cases} \quad (\text{A.45})$$

Le but de cette correction est d'éviter l'annulation des valeurs propres de $\underline{\tilde{A}}$. δ est le paramètre de Harten, il mesure la quantité de dissipation numérique ajoutée au schéma de base.

Remarque A.2 *La présentation de ce schéma appelle diverses remarques :*

- Sous cette forme, le schéma de Roe est d'ordre 1 mais nous présentons au paragraphe suivant la manière de l'étendre à des ordres supérieurs.
- La correction de Harten stabilise le calcul (absence de chocs de détente, stabilisation du phénomène de "carbuncle") mais elle a une influence importante sur la solution obtenue. Aussi, il est nécessaire que ce paramètre soit très réduit pour ne pas trop influencer la solution.
- La correction de Harten est litigieuse dans la mesure où elle vise à pallier le non-respect du second principe qui n'est pas inclus dans les équations mathématiques.

Extension de l'ordre par l'approche MUSCL

Les extensions pour des schémas à ordre élevé peuvent s'obtenir de deux façons : l'extrapolation des flux peut se faire via un développement du flux lui-même (méthode Non MUSCL) ou bien via le développement des variables d'état qui permettent de calculer le flux (méthode MUSCL). Nous présentons ici la méthode "Monotonic Upstream-centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL)" développée par van Leer (1974). L'idée majeure de l'approche MUSCL est de fournir une estimation des états gauche et droit. Pour cela, au lieu de supposer des états constants de part et d'autre de l'interface, l'approximation des états gauche et droit se fait par extrapolation grâce à une fonction linéaire.

On peut alors utiliser une évaluation décentrée qui conduit aux formules suivantes en raisonnant sur la direction \underline{i} :

$$\begin{cases} \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^L = \underline{W}_i + \frac{1}{2}(\underline{W}_i - \underline{W}_{i-1}) \\ \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^R = \underline{W}_{i+1} - \frac{1}{2}(\underline{W}_{i+2} - \underline{W}_{i+1}) \end{cases} \quad (\text{A.46})$$

ou encore une évaluation centrée qui conduit aux formules suivantes en raisonnant sur la direction \underline{i} :

$$\begin{cases} \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^L = \underline{W}_i + \frac{1}{2}(\underline{W}_{i+1} - \underline{W}_i) \\ \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^R = \underline{W}_{i+1} - \frac{1}{2}(\underline{W}_{i+1} - \underline{W}_i) \end{cases} \quad (\text{A.47})$$

ou enfin une combinaison des deux qui utilise un paramètre de décentrement ϕ compris entre -1 et 1 :

$$\begin{cases} \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^L = \underline{W}_i + \frac{1-\phi}{4}\underline{\Delta}_{i-\frac{1}{2}} + \frac{1+\phi}{4}\underline{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} \\ \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^R = -\frac{1+\phi}{4}\underline{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} - \frac{1-\phi}{4}\underline{\Delta}_{i+\frac{3}{2}} \end{cases} \quad (\text{A.48})$$

Dans l'expression ci-dessus, $\underline{\Delta}_{i+\frac{1}{2}} = \underline{W}_{i+1} - \underline{W}_i$. L'interprétation graphique des évaluations centrées et décentrées est illustrée à la figure A.1 et la reconstruction de la solution est illustrée à la figure A.2. Toutefois, en employant l'une des techniques précédentes directement, des oscilla-

3. On dit que deux matrices A et B sont semblables s'il existe une matrice inversible (de même taille que la matrice A) P qui satisfait $B = P^{-1}AP$.

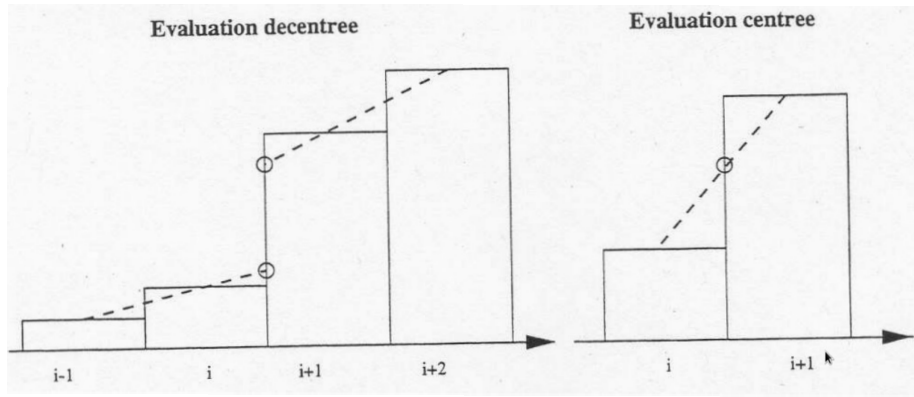


FIGURE A.1 – Evaluation centrée et décentrée de la solution à l'interface par une extrapolation linéaire Moschetta (1996)

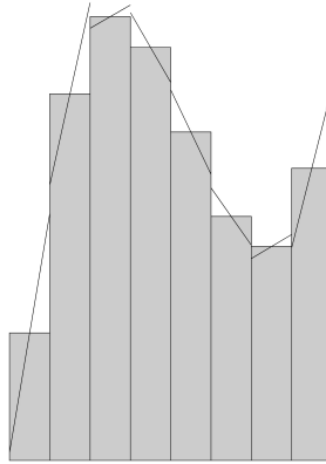


FIGURE A.2 – Approximation de la solution par une fonction affine par morceaux (Barth 2003)

tions susceptibles de déstabiliser le calcul sont observées près des discontinuités et de manière plus générale dans les zones de fort gradient. Pour pallier ce défaut, il est d'usage de recourir à des limiteurs de pente, qui tendent à réduire la valeur de la pente au voisinage des discontinuités au détriment de la précision puisque l'évaluation n'est alors précise qu'au premier ordre dans cette zone. Dans ce contexte, les états de part et d'autre de l'interface sont donnés par les relations :

$$\begin{cases} \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^L = \underline{W}_i + \frac{1}{2}\underline{\sigma}_i \\ \underline{W}_{i+\frac{1}{2}}^R = \underline{W}_{i+1} - \frac{1}{2}\underline{\sigma}_{i+1} \end{cases} \quad (\text{A.49})$$

où $\underline{\sigma}_i = \psi(\underline{W}_i - \underline{W}_{i-1}, \underline{W}_{i+1} - \underline{W}_i)$ et ψ désigne ici la fonction limiteur de pentes. Les limiteurs de pente implantés dans *elsA* sont les limiteurs minmod, de van Albada, de van Leer et superbee. Toutefois, le limiteur superbee a été privilégié dans nos études impliquant le schéma de Roe dans la mesure où il est le moins diffusif et le plus précis (figure A.3).

Nous présentons le limiteur minmod qui participe à la définition du limiteur 'superbee' avant de présenter le limiteur 'superbee' lui-même :

- La fonction limiteur minmod ψ_{mm} est définie comme suit :

$$\Psi_{mm}(u, v) = \begin{cases} |u| & \text{si } |u| < |v| \text{ et } uv > 0 \\ |v| & \text{si } |v| < |u| \text{ et } uv > 0 \\ 0 & \text{si } uv < 0 \end{cases} \quad (\text{A.50})$$

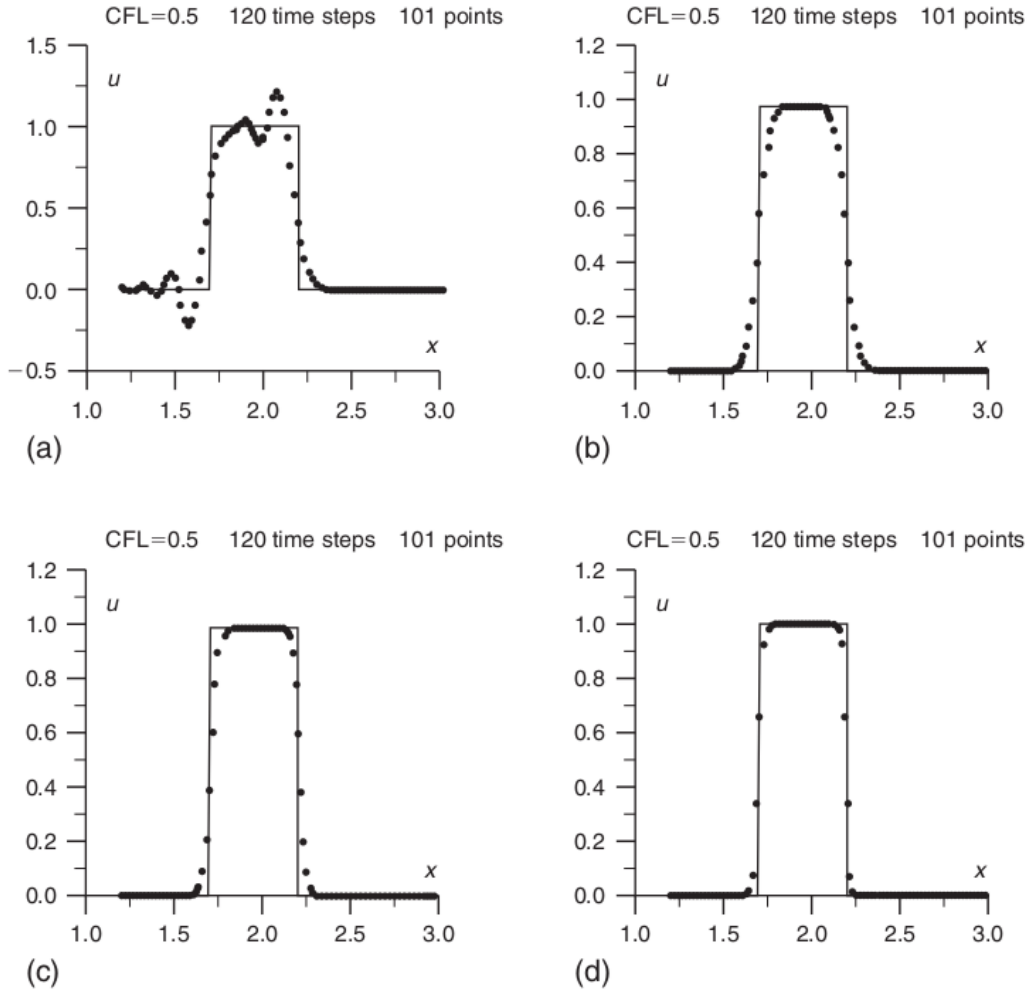


FIGURE A.3 – Effets des limiteurs sur l'approximation d'une onde en créneau : (a) approximation du second ordre sans limiteur, (b) limiteur minmod, (c) limiteur de van Leer, (d) limiteur superbee (Hirsch 2007)

Pour les besoins du limiteur 'superbee', nous définissons la fonction maxmod ψ_{mxm} comme suit :

$$\Psi_{mxm}(u, v) = \begin{cases} |u| & \text{si } |u| > |v| \text{ et } uv > 0 \\ |v| & \text{si } |v| > |u| \text{ et } uv > 0 \\ 0 & \text{si } uv < 0 \end{cases} \quad (\text{A.51})$$

- La fonction limiteur superbee ψ_{spb} est définie comme suit :

$$\Psi_{spb}(u, v) = \Psi_{mxm}(\Psi_{min}(u, 2v), \Psi_{min}(2u, v)) \quad (\text{A.52})$$

A.1.2.2.3 Discrétisation par l'approche "Advection Upstream Splitting Method" (AUSM)

Les méthodes AUSM ont été développées pour garantir une précision aussi bonne que les solveurs de Riemann en évitant l'inconvénient majeur de l'obtention de solutions non-entropiques.

L'approche AUSM classique

L'idée de base du schéma AUSM proposé par Liou et Steffen (1993) est fondée sur l'observation que le flux convectif est la somme de deux flux correspondant à des processus physiques différents. En effet, la convection du fluide et les ondes acoustiques sont de nature différente. Pour clarifier la suite de l'exposé, nous raisonnons sur un écoulement monodimensionnel. Le flux

convectif s'écrit comme suit :

$$\underline{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p^\star \\ \rho H^\star u \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ \rho H^\star u \end{pmatrix}}_{\text{convection } \underline{E}_c} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 \\ p^\star \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{Pression } \underline{p}} \quad (\text{A.53})$$

où $H^\star = E^\star + \frac{p^\star}{\rho}$

Dans ce contexte, la partie du flux résultant de la convection du fluide s'écrit sous la forme :

$$\underline{E}_c = u \underline{\Phi} = Mc \underline{\Phi} \quad \text{avec} \quad \Phi = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho H^\star \end{pmatrix} \quad (\text{A.54})$$

Dans ces conditions, le flux numérique à l'interface $i + \frac{1}{2}$ devient alors :

$$\underline{E}_{i+\frac{1}{2}} = M_{i+\frac{1}{2}} c_{i+\frac{1}{2}} \underline{\Phi}_{i+\frac{1}{2}} + \underline{p}_{i+\frac{1}{2}} \quad (\text{A.55})$$

Le terme $\underline{\Phi}_{i+\frac{1}{2}}$ est évalué en appliquant un décentrement suivant le signe du nombre de Mach $M_{i+\frac{1}{2}}$ qui est calculé de la manière suivante :

$$M_{i+\frac{1}{2}} = M_i^+ + M_{i+1}^- \quad (\text{A.56})$$

où les fonctions M^+ et M^- sont définies de la manière suivante :

$$M^+ = \begin{cases} \frac{1}{2}(M + |M|) & \text{si } |M| > 1 \\ \frac{1}{4}(M + 1)^2 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.57})$$

et

$$M^- = \begin{cases} \frac{1}{2}(M - |M|) & \text{si } |M| > 1 \\ -\frac{1}{4}(M - 1)^2 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.58})$$

La célérité du son est définie de la manière simple suivante :

$$c_{i+\frac{1}{2}} = \begin{cases} c_i & \text{si } M_{i+\frac{1}{2}} > 0 \\ c_{i+1} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.59})$$

Enfin, le flux de "pression" est calculé à l'interface par la relation

$$\underline{p}_{i+\frac{1}{2}} = \mathcal{P}_i^+ \underline{p}_i + \mathcal{P}_{i+1}^- \underline{p}_{i+1} \quad (\text{A.60})$$

où les fonctions \mathcal{P}^+ et \mathcal{P}^- sont définies comme suit :

$$\mathcal{P}^+ = \begin{cases} 1 & \text{si } |M| \geq 1 \\ \frac{1}{4}(M + 1)(2 + M) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.61})$$

et

$$\mathcal{P}^- = \begin{cases} 1 & \text{si } |M| \geq 1 \\ \frac{1}{4}(M - 1)(2 - M) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.62})$$

L'approche AUSM(+)-up

Le schéma AUSM fut repris par Liou (1994; 1995) dans le but d'unifier toutes les versions introduites et d'améliorer les prévisions du schéma de base. Cette formulation améliorée qualifiée d'AUSM+ est présentée par la suite et c'est ce schéma (étendu à des ordres plus élevés) qui a été considéré lors de certaines simulations présentées dans la partie III de notre manuscrit.

Les modifications apportées au schéma AUSM classique portent sur le calcul de la célérité du

son et des fonctions \mathcal{P}^\pm et M^\pm .

Dans la version AUSM+, le calcul de la célérité du son à l'interface $i + \frac{1}{2}$ se fait selon la formule :

$$c_{i+\frac{1}{2}} = \sqrt{c_i c_{i+1}} \quad (\text{A.63})$$

Pour la présentation de la suite, nous aurons recours aux fonctions M_1^\pm et M_2^\pm qui sont définies comme suit :

$$M_1^\pm = \frac{1}{2}(M \pm |M|) \quad \text{et} \quad M_2^\pm = \pm \frac{1}{4}(M \pm 1)^2 \quad (\text{A.64})$$

Nous pouvons alors présenter la définition des fonctions \mathcal{P}^\pm et \mathcal{M}^\pm :

$$\mathcal{P}^\pm = \begin{cases} \frac{M^\pm}{M} & \text{si } |M| \geq 1 \\ M_2^\pm (\pm 2 - M \pm 3MM_2^\pm) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.65})$$

$$\mathcal{M}^\pm = \begin{cases} \frac{1}{2}(M \pm |M|) & \text{si } |M| \geq 1 \\ \pm \frac{1}{4}(M \pm 1)^2 (1 + \frac{1}{2}(M \mp 1)^2) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{A.66})$$

Remarque A.3 *En pratique, les schémas AUSM et AUSM+ donnent d'excellents résultats (Liou 1995) sur un grand nombre d'applications. En effet, le schéma AUSM (et AUSM+) permet par ses bonnes propriétés de résoudre des "pathologies" (phénomène de "carbuncle") observées avec le schéma de Roe (sans correction d'entropie). Par ailleurs, malgré ses bonnes propriétés, le schéma AUSM (et AUSM+) est beaucoup plus économique que d'autres schémas aussi précis (schéma de Godunov).*

Extension à des ordres élevés des schémas AUSM(+)-up

Dans la version présentée ci-dessus, le schéma AUSM+ (et aussi AUSM) est d'ordre 1 ce qui est insuffisant pour les applications instationnaires que nous aurons à traiter. Aussi, l'approche MUSCL exposée ci-dessus, qui demeure valable pour tous les schémas décentrés, a été appliquée à ce schéma. La montée à des ordres plus élevés du schéma AUSM+ en particulier les ordres 3, 5 et 7 a été obtenue et implantée dans *elsA* par Michel et Lantos (2010). L'approche employée par l'auteur que nous ne détaillons ici que dans le principe consiste à extrapoler la valeur des flux aux interfaces à partir des vecteurs d'état aux centres des cellules par l'intermédiaire de polynômes de degré supérieur. En effet, nous avons expliqué que l'ordre 2 du schéma pouvait être obtenu en procédant à l'extrapolation des variables par une fonction affine. Ainsi pour obtenir une précision du troisième ordre un polynôme d'ordre 2 est considéré, puis un polynôme d'ordre 4 pour une précision d'ordre 5 et enfin un polynôme d'ordre 6 pour une précision d'ordre 7.

A.1.3 Discrétisation des flux diffusifs

La discrétisation des flux diffusifs se fait en deux étapes. Tout d'abord la discrétisation des densités de flux, c'est-à-dire les variables intervenant dans les flux diffusifs, puis les flux diffusifs eux-mêmes. Nous retiendrons que ce processus aboutit à une discrétisation du second ordre en espace. Ainsi, même si dans la suite des schémas d'ordre élevé sont envisagés pour les flux convectifs, la discrétisation des flux diffusifs est d'ordre 2 en espace.

A.1.4 Intégration temporelle des équations de Navier-Stokes

A.1.4.1 Schéma d'Euler rétrograde

L'axe des temps est discrétisé suivant des intervalles $[t_n; t_{n+1}]$ réguliers de longueur Δt si bien que $t_n = n\Delta t$. Dans la suite, une quantité faisant intervenir l'exposant n désigne la valeur de cette quantité au temps t_n . L'intégration temporelle suivant le schéma d'Euler rétrograde (backward Euler) est définie comme suit :

$$\underline{W}^{n+1} - \underline{W}^n = -\frac{\Delta t}{\mathcal{V}(\Omega)} \underline{R}^{(n)}_{\Omega} \quad (\text{A.67})$$

Dans l'expression ci-dessus les notations suivantes ont été adoptées :

$$\begin{cases} \underline{\underline{R}}_{\Omega}^{(n)} &= \sum_{i=1}^6 \underline{\underline{F}}^{(n)} \cdot \underline{\underline{N}}_{\Sigma_i} \\ \underline{\underline{F}}^{(n)} &= \underline{\underline{F}}_c^{(n)} + \underline{\underline{F}}_d^{(n)} \end{cases} \quad (\text{A.68})$$

$\underline{\underline{F}}_c$ représente une des approximations du flux convectif précédemment exposées, de même que $\underline{\underline{F}}_d$ représente une approximation du flux diffusif.

Le schéma d'Euler est stable sous la condition de Courant-Friederichs-Lewy (CFL) suivante :

$$\underbrace{\frac{U\Delta t}{\Delta x}}_{\text{CFL}} \leq 1 \quad (\text{A.69})$$

Le schéma d'Euler rétrograde est précis à l'ordre 1. En revanche, en prenant un pas de temps suffisamment faible, nous obtenons une précision acceptable tout en conservant un temps de calcul raisonnable contrairement au schéma de Runge-Kutta aussi implanté dans *elsA* qui est plus précis (ordre 4) mais qui est très coûteux en temps de calcul, surtout lorsqu'on mène des études instationnaires longues.

A.1.4.2 Schéma de Gear

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe précédent, le schéma d'Euler rétrograde est d'ordre 1 en temps et le pas de temps doit être choisi suffisamment petit pour garantir une précision suffisante ce qui peut être pénalisant pour le temps de calcul. Aussi, pour permettre d'augmenter le pas de temps tout en assurant des propriétés de stabilité, nous avons utilisé, sur certaines configurations, l'approche implicite de Gear (1971). L'approche de Gear est une généralisation de l'algorithme de Newton aux fonctions non-linéaires. A chaque pas de temps physique des sous-itérations de Newton sont effectuées. Nous ne développerons pas davantage les équations de ce schéma d'intégration temporelle mais nous insisterons sur le fait qu'il s'agit d'une intégration temporelle précise au second ordre en temps et qui présente un bon compromis entre précision et temps de calcul. L'intérêt majeur du schéma de Gear est que le choix du pas de temps physique n'est plus conditionné par des critères mathématiques de type CFL, mais par la seule physique de l'écoulement. En conséquence, le pas de temps peut être choisi plus grand. Toutefois, la littérature ne propose aucun critère sur le choix du nombre de sous-itérations à effectuer, ce qui peut conduire à deux situations extrêmes : nombre de sous-itérations trop important et pénalisant ou nombre de sous-itérations insuffisant pour garantir la convergence de la solution. Ce défaut est le principal écueil à son utilisation systématique dans nos études. Dans les simulations effectuées, nous avons retenu le critère empirique de décroissance d'un ordre de grandeur des résidus à chaque pas de temps physique.

A.2 CYLINDRE À FORT NOMBRE DE REYNOLDS : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

A.2.1 Simulation sur maillage grossier

A.2.1.1 Choix des paramètres

Un pas de temps global de 10^{-5} secondes est considéré afin de garantir la satisfaction de la condition de stabilité $CFL < 1$ dans chaque cellule. Il correspond à environ 1/1500 temps de convection défini par la relation 5.2. Deux schémas de discrétisation spatiale ont été successivement testés : le schéma centré de Jameson et al. (1981) et le schéma décentré de Roe (1981) (voir annexe A.1). Le schéma de Jameson ($\chi_4 = 0,008$) et le schéma de Roe combiné au limiteur superbee ont été appliqués. Les modèles SST et SAS (classiques) ont été successivement testés. Ces écoulements ont été simulés pendant 10^6 pas de temps soit environ 700 temps de convection.

A.2.1.1.1 Comparaison qualitative des solutions

La figure A.4 illustre les structures turbulentes dans le sillage du cylindre pour chacun des modèles de turbulence et schéma de discrétisation spatiale considérés. La visualisation des structures turbulentes se fait par le biais du critère Q (voir chapitre 4) et pour des raisons de clarté, la dimension transverse a été dupliquée. La figure A.4 (a) illustre la solution obtenue avec le modèle SST et le schéma de Jameson. Nous observons que le modèle SST prévoit une solution

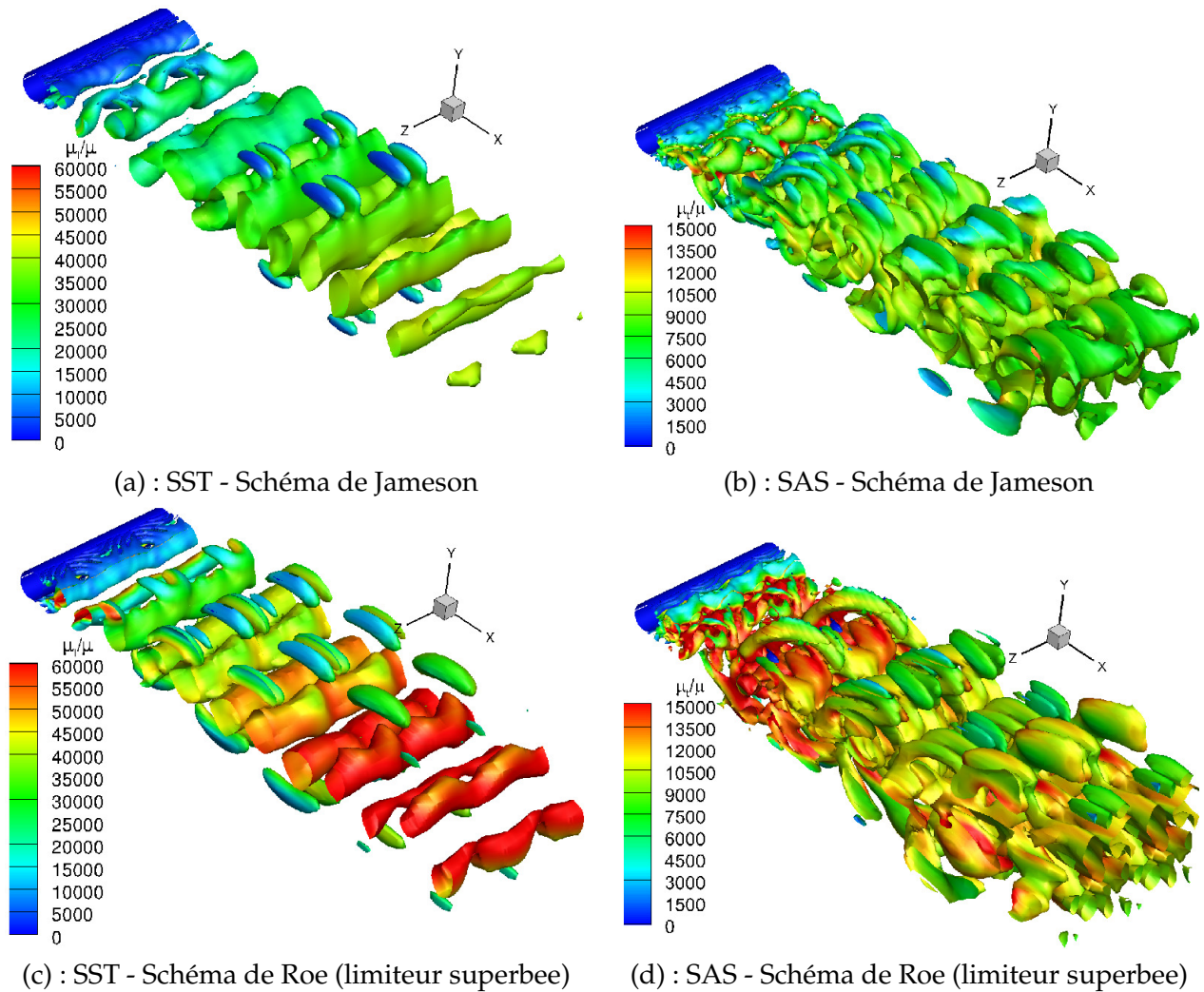


FIGURE A.4 – Visualisation des iso-surfaces du critère Q ($Q = -250s^{-2}$) à T - maillage grossier

quasi-2D où sont essentiellement présents les rouleaux de von Kármán dont les dimensions

sont comparables à celle du cylindre. Notons toutefois que la solution SST prévoit quelques structures turbulentes longitudinales qui relient des rouleaux de von Kármán. La figure A.4 (b) illustre le résultat obtenu avec le modèle SAS et le schéma de Jameson. Celle-ci montre l'ensemble des structures turbulentes caractéristiques du sillage d'un cylindre : rouleaux de von Kármán et structures longitudinales, qui lui confèrent un caractère tridimensionnel très marqué en accord avec la structure des écoulements turbulents dans le sillage d'un cylindre. En comparant les figures A.4 (a) et (b), nous observons que le niveau de viscosité turbulente (prendre garde à la différence d'échelle de μ_t/μ) est beaucoup plus important dans la solution prévue par le modèle SST que celui dans la solution prévue par le modèle SAS. Cette différence de niveau de μ_t/μ s'explique par l'activation du terme Q_{SAS} suite à la présence d'instabilité de Kelvin-Helmholtz au niveau du décollement et aux instabilités de von Kármán dans le sillage. L'effet de ce terme est de diminuer le niveau de la viscosité turbulente et ainsi de permettre aux structures turbulentes de se développer. Il est alors remarquable d'observer que même, sur un maillage aussi grossier, le modèle SAS est capable d'adapter le niveau de viscosité turbulente pour aboutir à une solution très réaliste. Le modèle SST, quant à lui, réagit à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en produisant de la viscosité turbulente dont le niveau trop élevé ne permet pas le développement des instabilités de von Kármán. Il en résulte que les petites structures turbulentes présentes dans le sillage du cylindre ne sont pas prévues par le modèle SST. Il apparaît ici que le comportement du modèle SST en réponse à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz n'est pas adéquat. En effet, sur la figure A.4 (a), nous observons, dans le sillage proche, que la solution SST est tridimensionnelle et que l'obtention d'une solution à caractère quasi-2D lorsqu'on s'éloigne du cylindre est la conséquence de l'augmentation importante du niveau de viscosité turbulente dans le sens de l'écoulement. En revanche, le modèle SAS est capable d'adapter le niveau de viscosité turbulente afin de laisser les instabilités de von Kármán se développer et donner lieu à des structures turbulentes de taille plus diverse. Ainsi, comme le soulignent Menter et al., les limites du modèle SST sont davantage imputables au contenu physique de la modélisation qu'à l'opérateur moyenne qui sert à l'obtention des équations URANS.

La solution de la simulation menée avec le schéma de Roe est présentée à la figure A.4 (c) pour le modèle SST et à la figure A.4 (d) pour le modèle SAS. Les conclusions sur le contenu des solutions obtenues ainsi que les différences de comportement entre SST et SAS demeurent valides en employant le schéma de Roe. Toutefois, nous observons que le niveau de viscosité turbulente prévu dans les solutions calculées avec le schéma de Roe est beaucoup plus élevé que celui issu des simulations avec le schéma de Jameson. En comparant les figures A.4 (a) et (c), nous déduisons que l'emploi du schéma de Roe augmente le niveau de viscosité turbulente de la solution URANS. Cette affirmation est encore plus évidente sur les solutions SAS (A.4 (c) et (d)). Ici, nous mettons en évidence l'influence des méthodes numériques sur les simulations instationnaires et plus particulièrement sur les approches visant à résoudre partiellement une partie du spectre de turbulence telle que la LES, le SAS et la DES (Strelets 2001, Deck et al. 2005).

A.2.1.1.2 Comparaison quantitative des solutions

Statistiques dans le plan médian

Dans le but de comparer plus finement le comportement des deux modèles, des statistiques ont été menées dans le plan médian. A ce titre, au-delà du régime transitoire estimé à $40T_c$ grâce au logiciel *meancalc*®, 10 000 plans médians ont été extraits à intervalle de temps régulier et le même post-traitement que celui exposé au paragraphe 5.3.2.2.2 a été mené afin de calculer la vitesse moyenne, l'énergie cinétique de turbulence modélisée moyenne, l'énergie cinétique de turbulence résolue et le rapport μ_t/μ moyen.

La figure A.5 illustre les champs de vitesse moyenne prévus par chaque combinaison modèle de turbulence / schéma de discrétisation spatiale utilisée. Les modèles SST et SAS prévoient un point de décollement situé plus en aval lors de l'emploi du schéma de Jameson que lors de l'utilisation du schéma de Roe. Cette différence se traduit dans les caractéristiques du sillage. En effet, l'emploi du schéma de Jameson mène à un sillage moins évasé et une longueur de

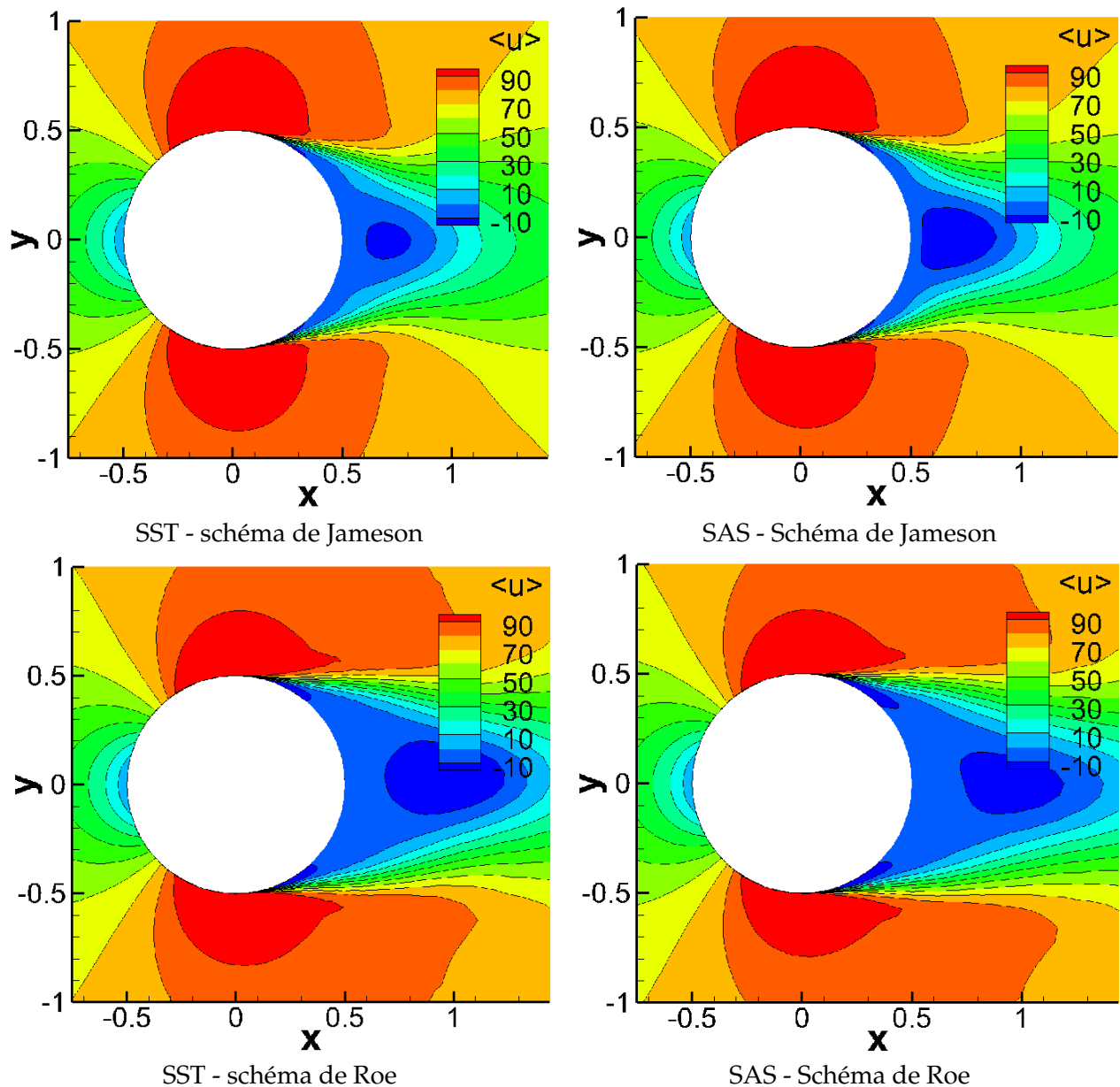


FIGURE A.5 – Cylindre (maillage) : champ de vitesse moyenne

recirculation plus faible que lors de l'utilisation du schéma de Roe. Le schéma de Roe prévoit une solution caractéristique du régime supercritique alors que le schéma de Jameson prévoit une solution caractéristique du régime postcritique comme le suggérait la figure A.4.

La figure A.6 illustre les statistiques issues des simulations menées avec le schéma de Jameson.

Les champs de μ_t/μ moyen prévus par les modèles SST et SAS sont présentés à la première ligne de la figure A.6. Les échelles de μ_t/μ ont été ajustées pour chaque modèle afin de faciliter la visualisation du comportement de ces deux modèles. Les modèles SST et SAS prévoient un accroissement du niveau de μ_t avec la distance au cylindre. Cependant, la présence du terme Q_{SAS} dans l'équation de transport de la dissipation spécifique du modèle SAS permet à ce dernier de modérer l'accroissement de μ_t . Le niveau de μ_t prévu par le modèle SAS devient rapidement beaucoup plus faible que celui du modèle SST (au moins divisé par 2).

Les champs d'énergie cinétique de turbulence modélisée prévus par les modèles SST et SAS sont présentés à la deuxième ligne de la figure A.6. Alors que l'utilisation du modèle SST conduit à un niveau important de k modélisée dans l'ensemble du sillage, l'emploi du modèle SAS le

réduit rapidement.

Les champs d'énergie cinétique de turbulence résolue sont présentés à la troisième ligne de la figure A.6. Les niveaux de k résolue prévus par les modèles SST et SAS sont comparables. Ceci peut être expliqué par le fait que, comme nous l'avons évoqué précédemment, le schéma de Jameson conduit à une solution de type postcritique quel que soit le modèle choisi. Ce régime d'écoulement est caractérisé par un sillage siège d'allées de von Kármán très marquées. Par conséquent, les fluctuations sont essentiellement dues aux grosses structures qui sont capturées par les deux modèles. Il en résulte que les niveaux d'énergie cinétique de turbulence résolue (issue des fluctuations) prévus par les deux modèles sont comparables. Notons toutefois que les différences de niveau de k modélisée prévues par les modèles SST et SAS conduisent à des pourcentages différents de l'énergie cinétique de turbulence totale. Plus particulièrement, l'énergie cinétique de turbulence résolue par le modèle SST prévoit à peu près 50% de l'énergie cinétique de turbulence totale alors que l'énergie cinétique de turbulence résolue par le modèle SAS prévoit environ 70% de l'énergie cinétique de turbulence totale.

La figure A.7 illustre les statistiques issues des simulations menées avec le schéma de Jameson et permet de comparer les champs de μ_t/μ moyen (1^{ère} ligne), k modélisée (2^{ème} ligne) et k résolue (3^{ème} ligne) prévus par les modèles SST et SAS.

Les conclusions générales tirées des simulations menées avec le schéma de Jameson demeurent valides. Les niveaux de μ_t/μ prévus par les modèles SST et SAS lors de l'emploi du schéma de Roe sont supérieurs à ceux prévus lors de l'utilisation du schéma de Jameson. Il en résulte un niveau de k modélisée plus important (pour les deux modèles) que lors de l'emploi du schéma de Jameson.

Par rapport à l'étude menée sur les champs obtenus avec le schéma de Jameson, une différence notable porte sur le niveau de k résolue. En effet, le niveau de k résolue prévu par le modèle SAS est supérieur à celui prévu par le modèle SST. Ce point peut s'expliquer par la solution supercritique calculée par le modèle SAS lorsque le schéma de Roe est employé. Dans ce régime d'écoulement, le sillage est caractérisé par une désorganisation très marquée. Il en résulte qu'aux fluctuations basses fréquences associées aux grosses structures se superposent les fluctuations hautes fréquences ce qui se traduit par un niveau de k résolue plus important de l'ordre de 60% à 70% de l'énergie cinétique de turbulence totale. Le modèle SST, quant à lui, ne capture que les grosses structures (présentes même en régime supercritique) et les fluctuations basses fréquences qui en découlent mènent à un niveau de k résolue de l'ordre de 40% à 50% de l'énergie cinétique de turbulence totale, comparable à celui obtenu avec le modèle de Jameson.

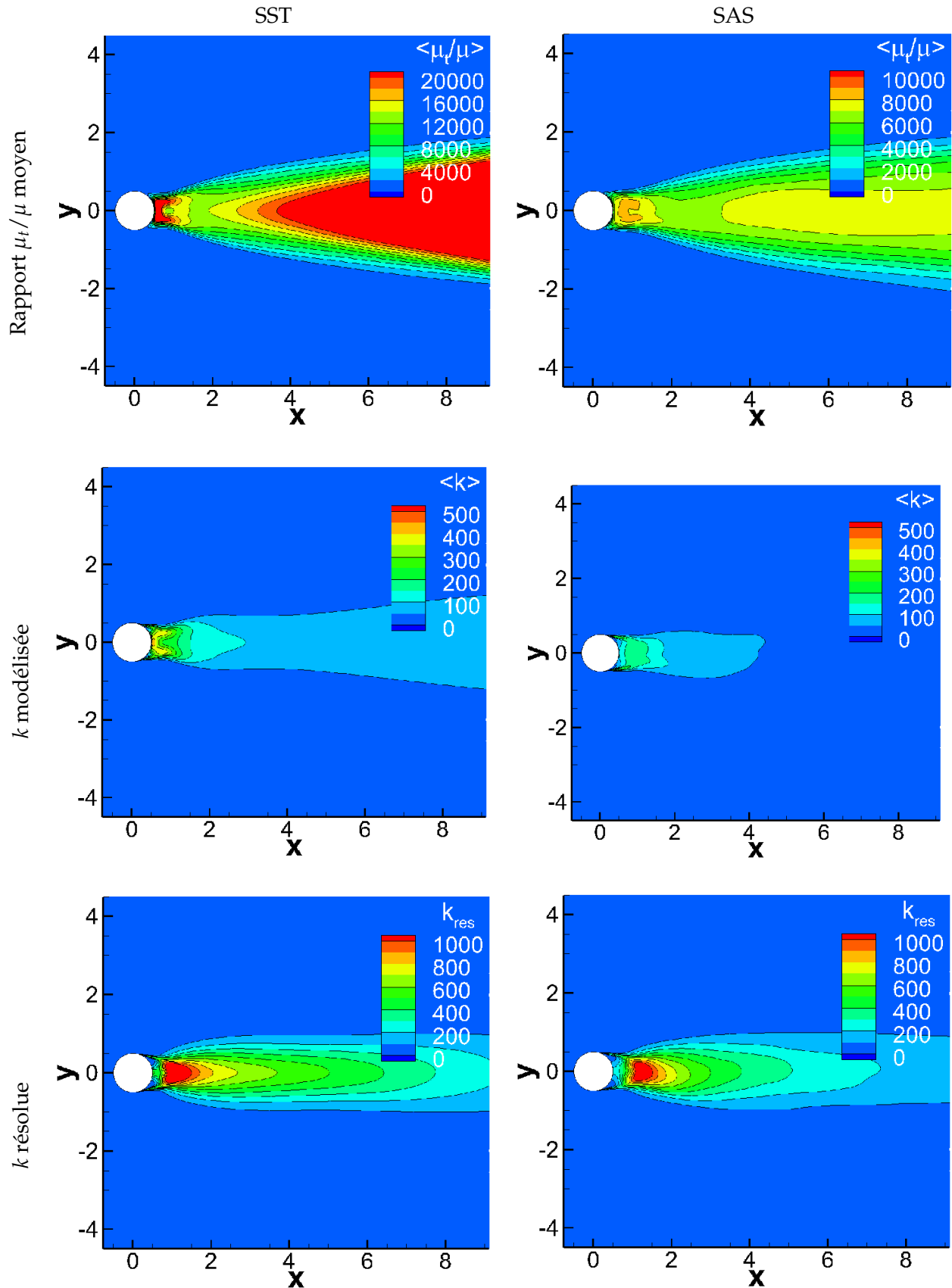


FIGURE A.6 – Cylindre (maillage grossier - schéma de Jameson) : statistiques dans le plan médian : quantités turbulentes

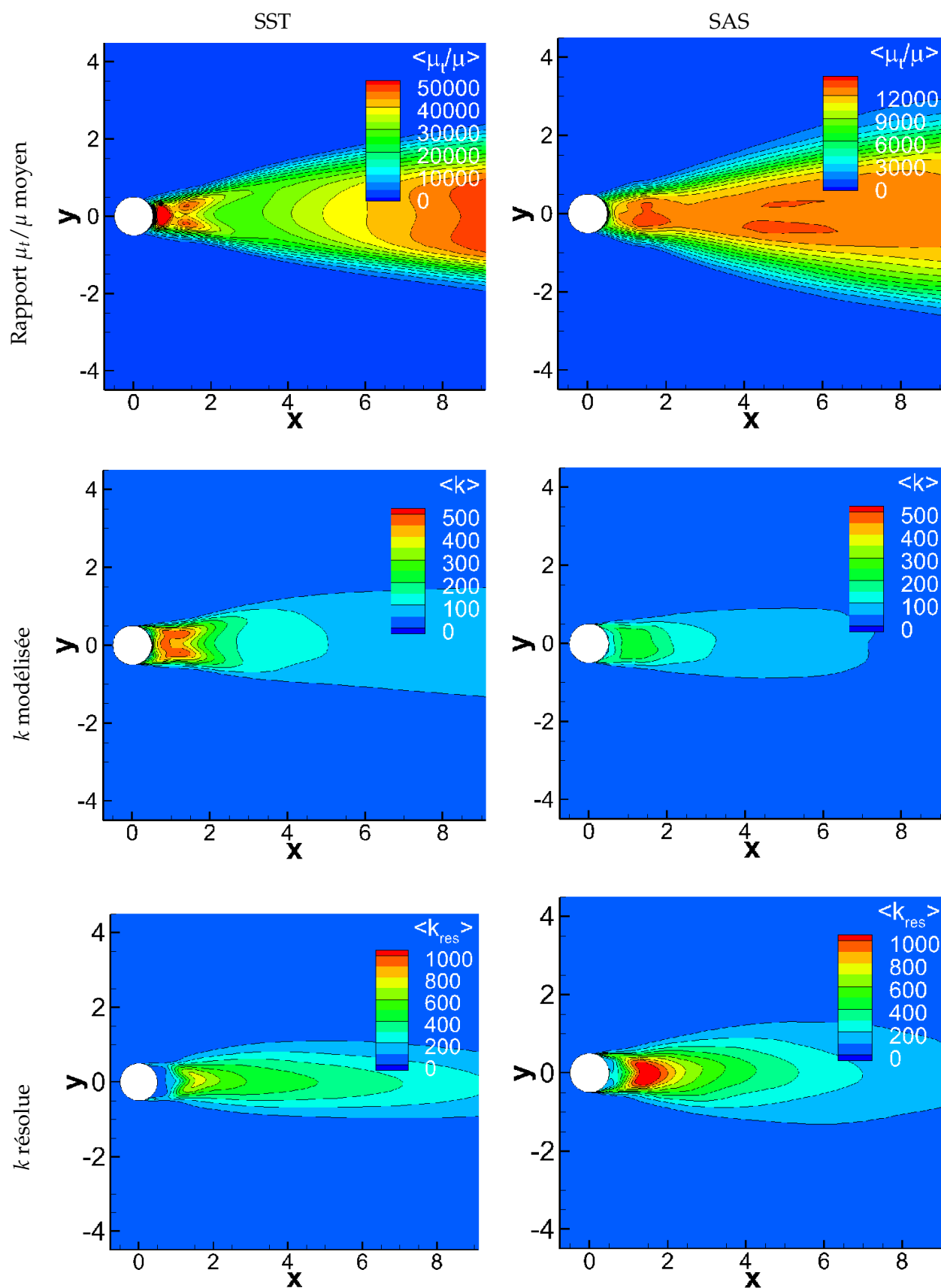


FIGURE A.7 – Cylindre (maillage grossier - Schéma de Roe) : statistiques dans le plan médian - quantités turbulentes

Coefficients aérodynamiques

L'évolution temporelle des coefficients de traînée C_D et de portance C_L au cours des simulations menées avec schéma de Jameson est représentée sur les figures A.8 (a) et (b) et celle obtenue lors des simulations menées avec le schéma de Roe aux figures A.8 (c) et (d).

Qualitativement, nous observons que les signaux du coefficient de portance (et aussi du

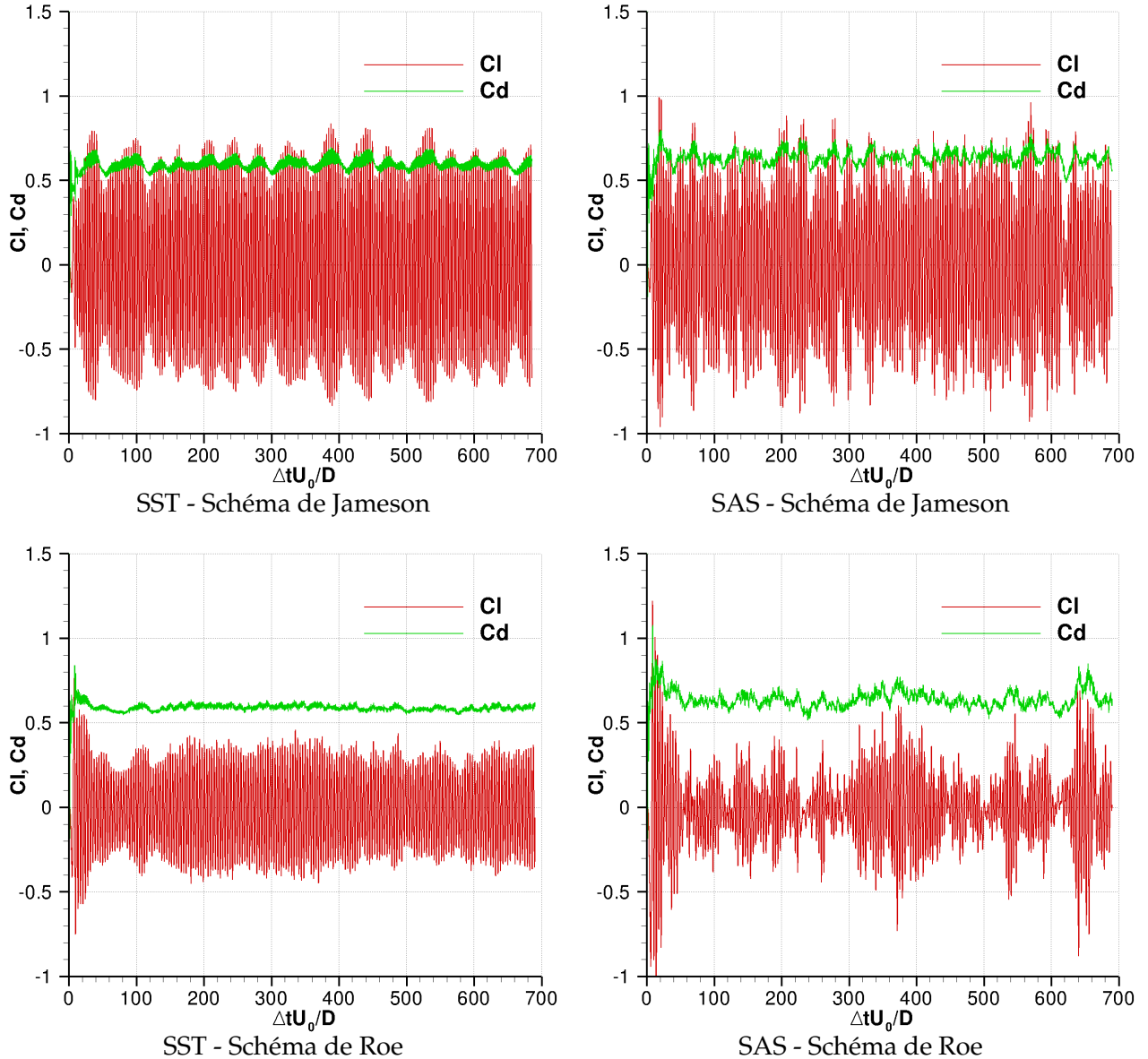


FIGURE A.8 – Coefficients aérodynamiques : (a) : modèle SST schéma de Jameson - (b) : modèle SAS schéma de Jameson - (c) modèle SST schéma de Roe - (d) modèle SST schéma de Roe

coefficient de traînée) prévus par le modèle SST présentent un caractère périodique marqué. Le modèle SAS, quant à lui, prévoit des signaux de coefficient de portance et de traînée plus chaotiques. Nous pouvons par ailleurs noter que l'emploi du schéma de Roe a pour effet de réduire l'amplitude des fluctuations de ces deux signaux.

Afin de définir plus précisément la nature des signaux observés, nous avons représenté la fonction densité de probabilité (DDP définie au paragraphe 4.1.3.2) de chacun des coefficients de portance obtenus. Cette densité de probabilité calculée sur la partie des signaux située au-delà du régime transitoire, a été normalisée suivant la relation (5.7) La figure A.9 présente les DDP de C_L' obtenues numériquement. Il apparaît que les DDP prévues par le modèle SST (figures A.9 (a) et (c)) correspondent à la superposition d'une onde sinusoïdale et d'un bruit aléatoire (figure 4.3). Physiquement, le modèle reproduit les allées de von Kármán qui correspondent au

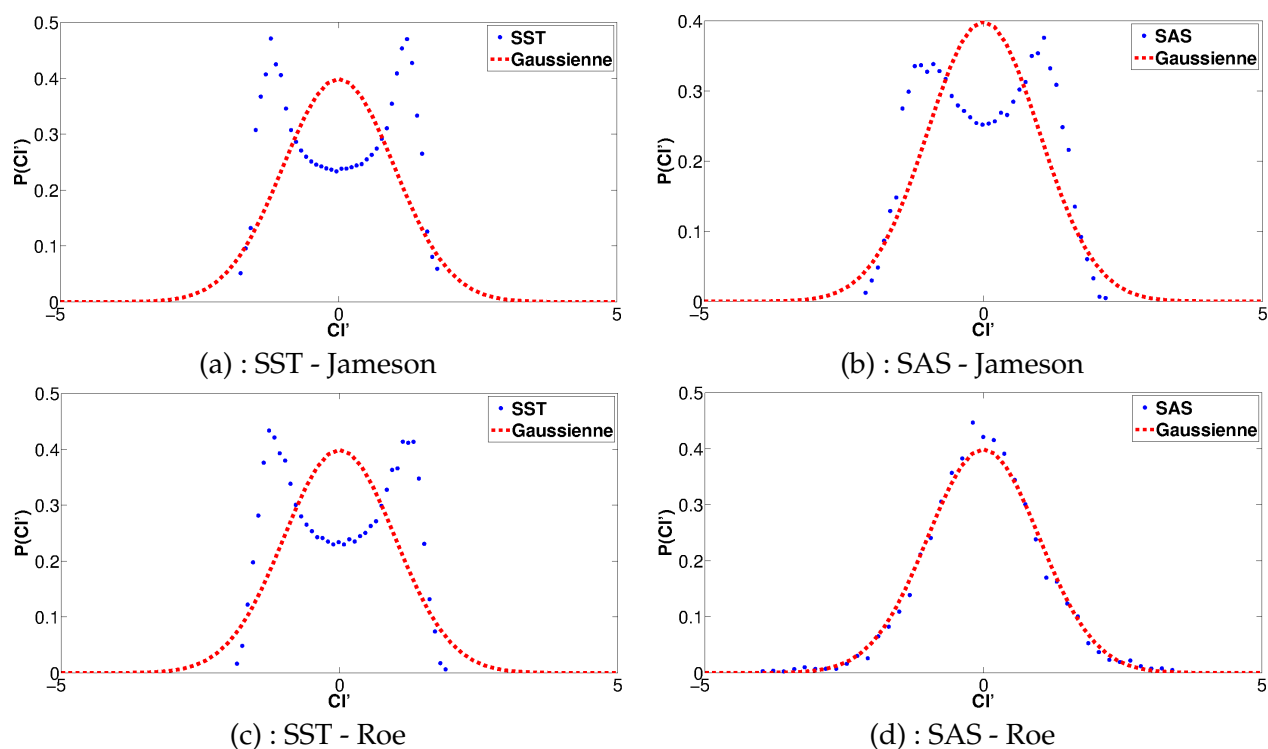


FIGURE A.9 – Densité de probabilité du coefficient de portance : (a) : modèle SST schéma de Jameson - (b) : modèle SAS schéma de Jameson - (c) : modèle SST schéma de Roe - (d) modèle SAS schéma de Roe

phénomène périodique et résout une faible partie de turbulence qui correspond au phénomène aléatoire. Le comportement du modèle SAS est différent suivant le schéma utilisé. En effet, lors de l'emploi du schéma de Jameson, le modèle SAS a un comportement semblable au modèle SST même si la part de bruit aléatoire correspondant à la turbulence résolue est plus importante. En revanche, l'emploi du schéma de Roe conduit à une solution très désorganisée, aboutissant à une DDP de C'_L très proche d'une gaussienne conformément à ce qui est observé expérimentalement.

Afin d'identifier la fréquence du phénomène périodique (allée de von Kármán) présent dans le sillage du cylindre, la densité spectrale de puissance du signal de coefficient de portance (hors régime transitoire) a été calculée. La figure A.10 montre les DSP de C'_L prévues par chacun des modèles. Il apparaît nettement que le modèle SST prévoit une DSP semblable à celle observée expérimentalement en régime postcritique. Le modèle SAS prévoit une DSP semblable à celle observée en régime postcritique lorsque le schéma de Jameson est utilisé alors qu'il prévoit une DSP similaire à celle observée en régime supercritique lorsque le schéma de Roe est utilisé. Cette observation peut être corrélée aux DDP de la figure A.9. En effet, lorsque les prévisions coïncident avec le régime postcritique, les DDP ont l'allure de celle obtenue par superposition d'une onde sinusoïdale marquée et d'un faible bruit aléatoire, ce qui correspond à une solution très organisée. En revanche, la combinaison du modèle SAS et du schéma de Roe prévoit une solution plus désorganisée où la périodicité est nettement moins marquée ce qui correspond physiquement à l'état observé expérimentalement au début de la transition vers le régime postcritique. En conséquence, le choix du nombre de Reynolds considéré dans cette étude se situe dans une zone complexe de transition du régime supercritique au régime postcritique. Par conséquent, la sensibilité de la solution aux conditions numériques (modèle et schéma numérique) est très forte. Les paramètres numériques ont un effet semblable aux paramètres expérimentaux en perturbant suffisamment l'écoulement pour le faire passer en régime postcritique.

Le tableau A.1 synthétise les nombres de Strouhal, les coefficients de traînée moyens, les coefficients d'aplatissement (défini par la relation 4.18) et de dissymétrie (défini par la relation 4.17) du coefficient de portance prévus par chaque modèle (et chaque schéma). Ceux-ci sont comparés à

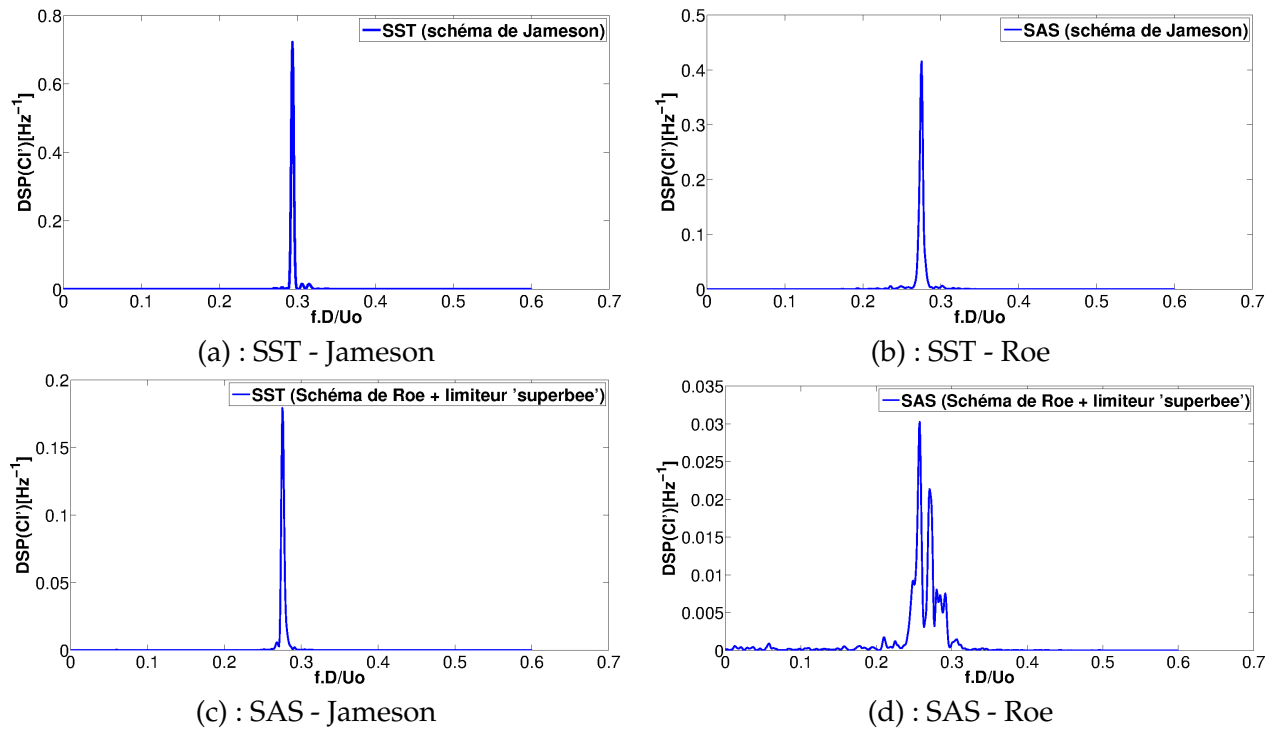


FIGURE A.10 – Densité spectrale de puissance du coefficient de portance : (a) : modèle SST schéma de Jameson - (b) : modèle SAS schéma de Jameson - (c) modèle SST schéma de Roe - (d) modèle SAS schéma de Roe

modèle	schéma (ordre)	St	$\langle C_D \rangle$	Fl	Sk
Expe (Schewe 1983)	-	0,25	0,52	3,3	-0,08
Expe (Roshko 1961)	-	0,27	0,79	-	-
DES (Travin et al. 1999)	-	0,33 – 0,35	0,51	-	-
SST	Roe	0,28	0,59	1,63	0,016
SST	Jameson	0,29	0,60	1,61	-0,0035
SAS	Roe	0,26	0,64	3,66	-0,0415
SAS	Jameson	0,28	0,64	1,82	-0,0102

TABLE A.1 – Coefficients de traînée moyen, nombre de Strouhal, coefficient d'aplatissement et de dissymétrie du signal de coefficient de portance

des données expérimentales issues des travaux de Roshko (1961) et Schewe (1983) et des données DES issues des travaux de Travin et al. (1999). Les résultats obtenus numériquement sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. En effet, le coefficient de traînée moyen appartient à l'intervalle $[0,52 - 0,79]$. De même, le nombre de Strouhal prévu appartient à l'intervalle $[0,25 - 0,3]$ observé expérimentalement. Notons cependant que seule la combinaison modèle SAS et schéma de Roe permet de prévoir un nombre de Strouhal caractéristique du régime supercritique c'est-à-dire proche de 0,25 tandis que les autres combinaisons correspondent à un comportement de type postcritique. Cette conclusion est confortée par l'analyse des coefficients d'aplatissement et de dissymétrie calculés sur les signaux de coefficient de portance. En effet, la combinaison modèle SAS et schéma de Roe permet de prévoir un coefficient d'aplatissement égal à 3,66 proche de la valeur 3,3 mesurée expérimentalement. Cette conclusion demeure vraie sur le coefficient de dissymétrie.

Etude spectrale

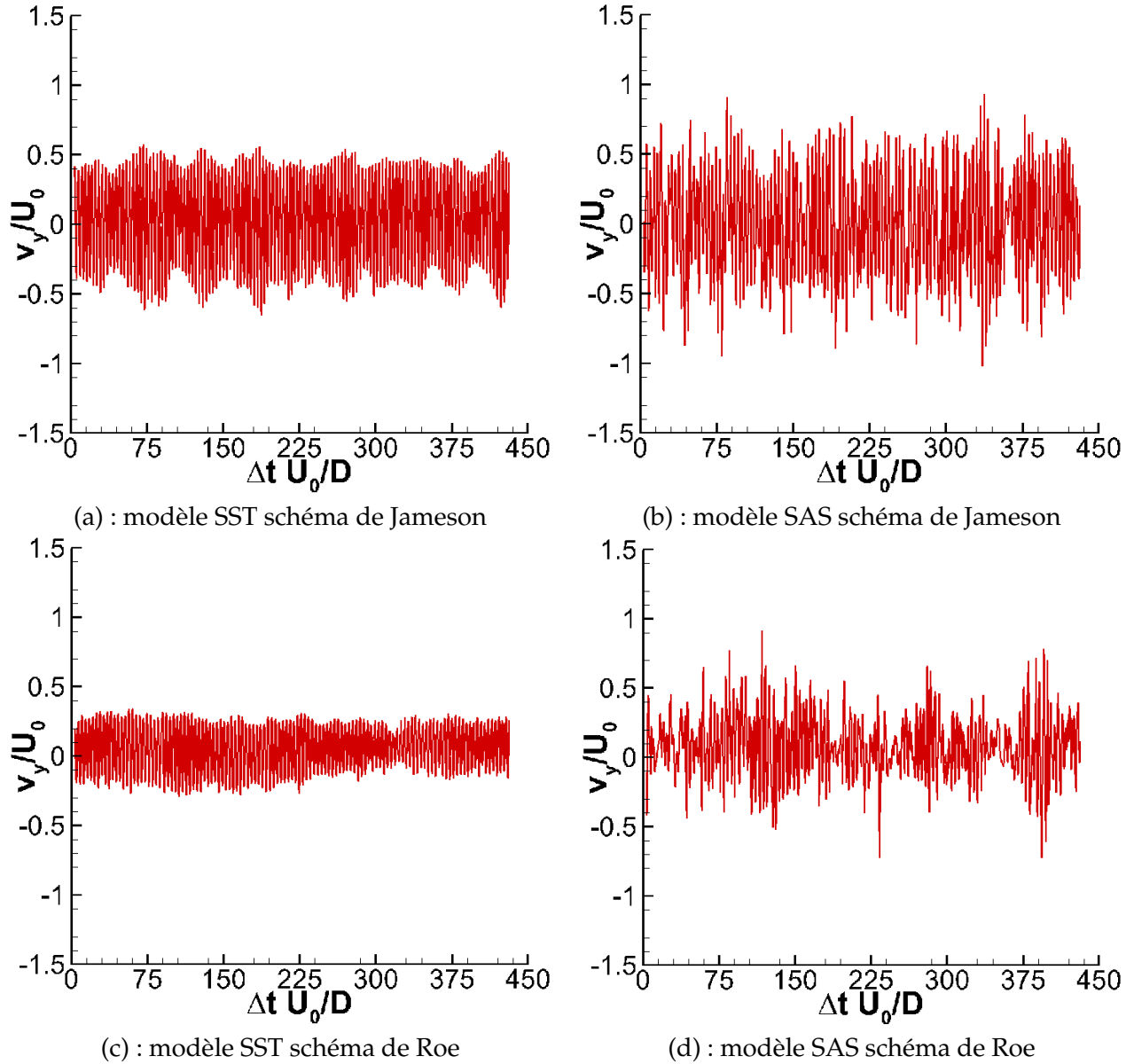
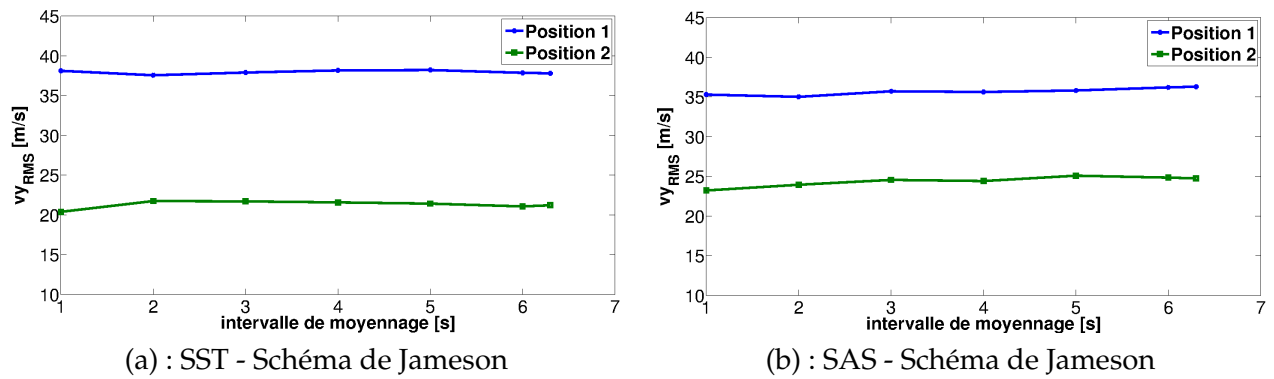
Les trois composantes de vitesse ont été extraites pour chacun des modèles utilisés et chaque schéma de discrétisation spatiale, à deux positions situées dans le sillage proche du cylindre (voir paragraphe 5.3.2.2.2).

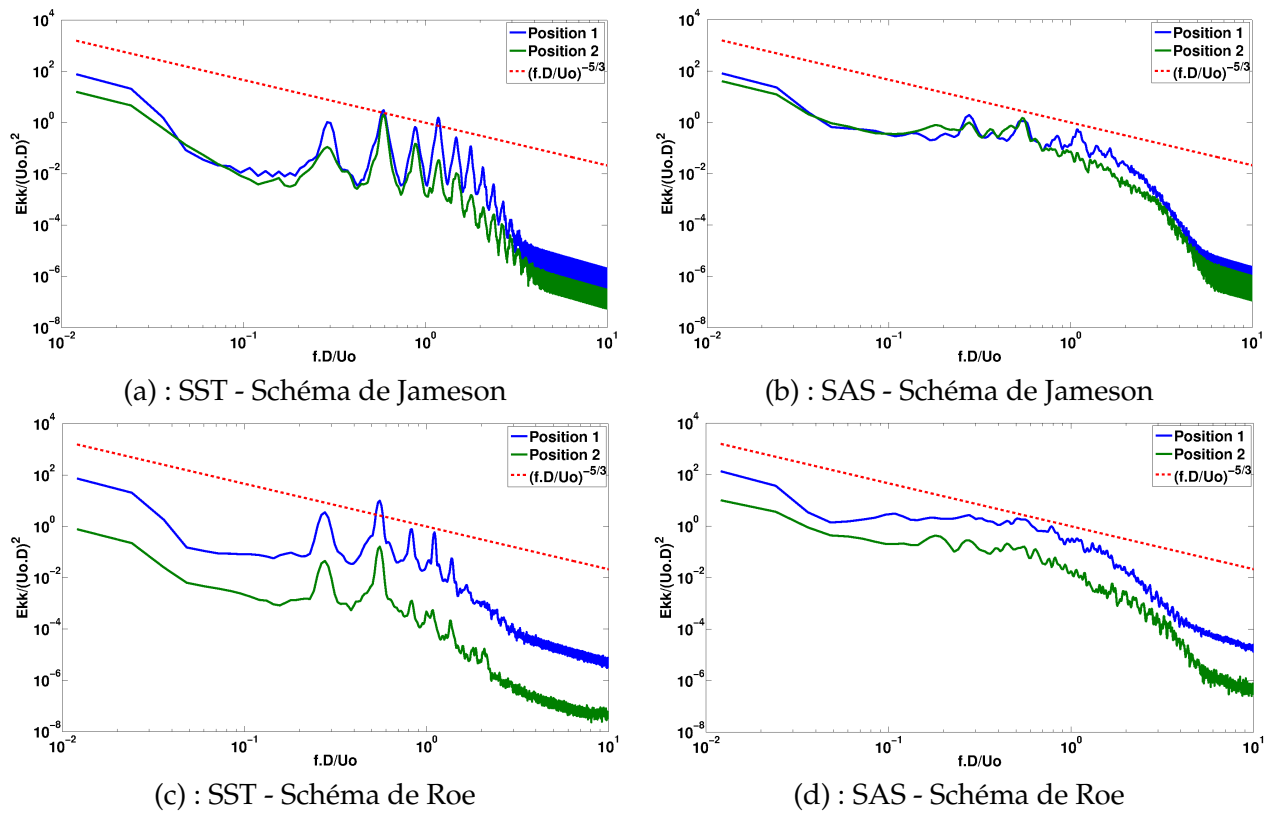
La durée d'acquisition est issue d'une étude de convergence des moments statistiques d'ordre 1

(moyenne) et 2 (variance). La figure A.12 montre l'évolution de la valeur RMS de la composante verticale de vitesse (v_y) en fonction de la durée de l'observation. La valeur RMS des trois composantes de vitesse est calculée sur des durées d'échantillon de plus en plus longues et la durée de l'échantillon est considérée suffisamment longue lorsque les trois valeurs RMS ne fluctuent plus. Notons que l'instationnarité plus marquée de la solution SAS se traduit par la nécessité d'utiliser un échantillon plus long qu'en SST pour obtenir la convergence des moyennes.

A partir de ces trois signaux, les fluctuations de chacune des composantes de vitesse sont alors calculées permettant ainsi d'estimer la partie résolue de l'énergie cinétique de turbulence. Les densités spectrales de l'énergie cinétique de turbulence k , ainsi calculée, sont estimées par la méthode de Welch. La figure A.13 représente les spectres de k prévus par chaque modèle et pour chaque schéma de discrétisation utilisé. Ces spectres sont comparés à un spectre de pente $-5/3$.

Quel que soit le schéma de discrétisation utilisé, le modèle SST prévoit un spectre harmonique en accord avec la topologie de l'écoulement prévu. Cependant la périodicité est moins marquée lors de l'emploi du schéma de Roe. L'emploi du modèle SAS conduit à un spectre continu en accord avec une turbulence tridimensionnelle. La pente initiale du spectre est proche de la pente en $-5/3$ puis les hautes fréquences sont dissipées. Ainsi, malgré les capacités du modèle SAS à résoudre davantage de structures que l'approche URANS classique, l'approche SAS dissipe les moyennes et hautes fréquences donc ses capacités demeurent moindres que la LES et supérieures à celles de l'approche URANS.

FIGURE A.11 – Evolution de v_y/U_0 dans le sillage proche du cylindre ($x/D = 0,75$)FIGURE A.12 – Analyse de la convergence de la valeur RMS de la composante verticale de vitesse ($x/D = 0,75$)

FIGURE A.13 – Spectre de k aux positions P_1 et P_2

A.2.2 Résultats complémentaires sur les schémas d'ordre élevé

A.2.2.1 Analyse des coefficients aérodynamiques

La figure A.14 illustre l'évolution des coefficients de traînée et de portance obtenus avec les schémas d'ordre élevé. La montée en ordre du schéma a pour effet de réduire l'amplitude des fluctuations de ces signaux ce qui suggère une tendance vers le régime supercritique avec l'ordre du schéma.

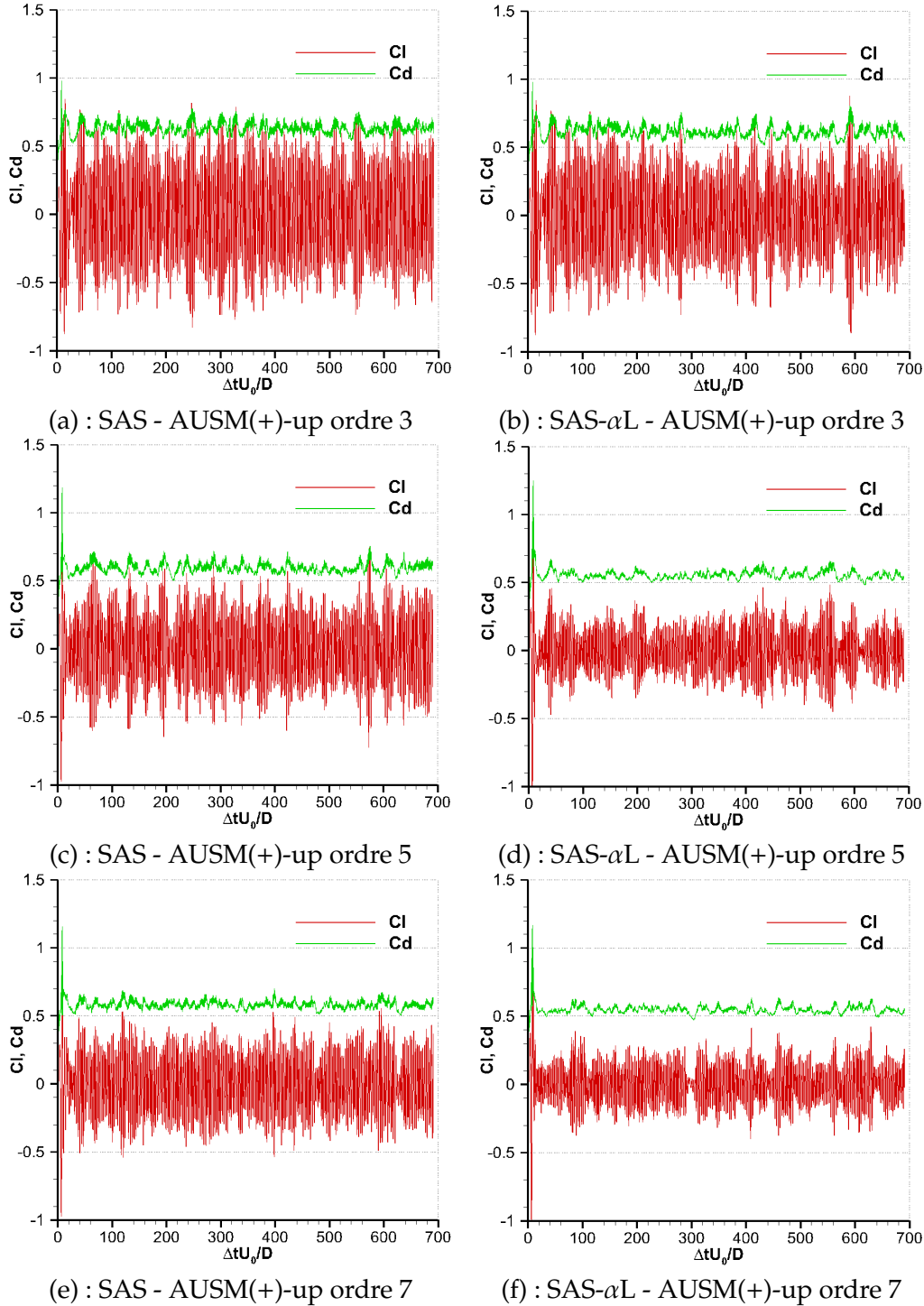


FIGURE A.14 – Cylindre (maillage standard - schémas d'ordre élevé) : évolution des coefficients de portance et de traînée

Cette tendance est confortée par l'analyse des DDP calculées à partir des coefficients de portance et de traînée (figure A.15). Toutefois, l'allure des DDP suggère la présence d'un phénomène périodique marqué qui s'atténue avec la montée en ordre du schéma même s'il demeure présent. Ces allures suggèrent le calcul d'une solution postcritique en AUSM(+)-up d'ordre 3 et d'un comportement plus mitigé entre supercritique et postcritique pour les schémas d'ordre 7.

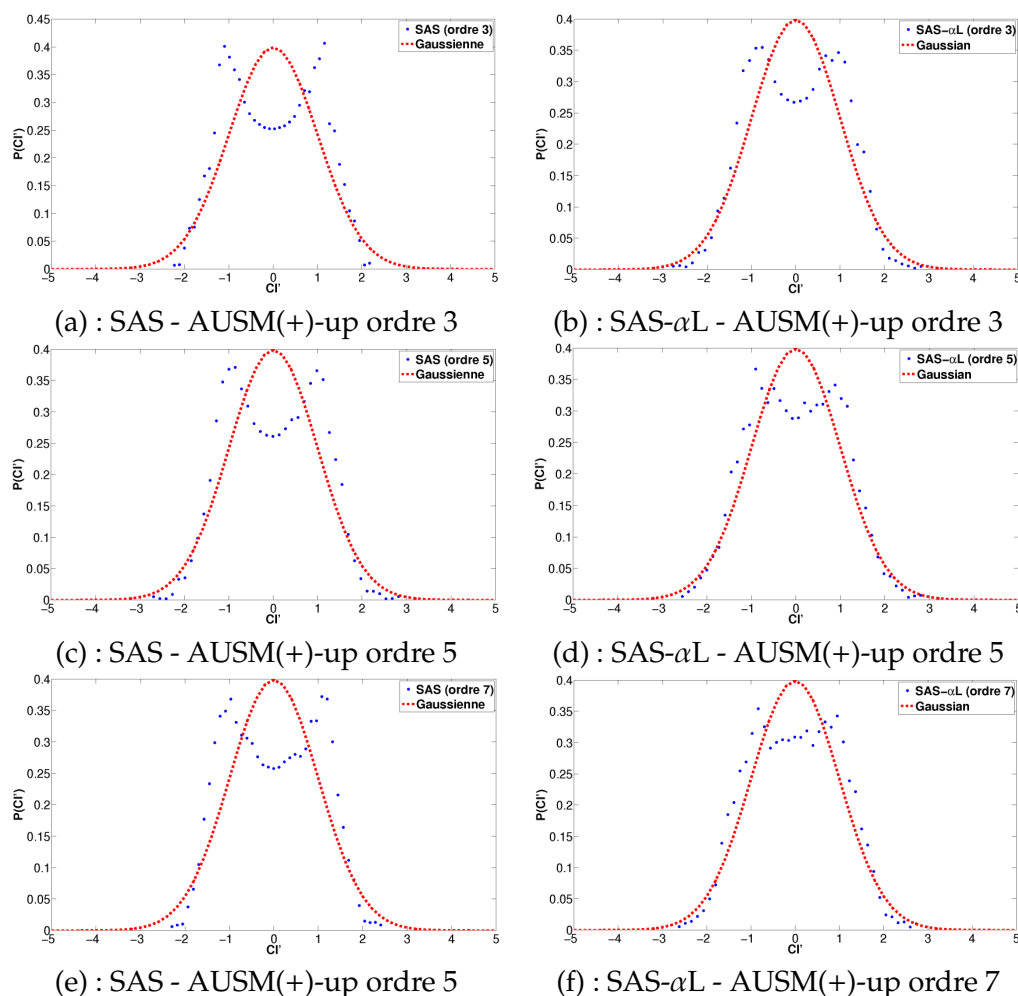


FIGURE A.15 – *Cylindre (maillage standard - schémas d'ordre élevé) : densité de probabilité du coefficient de portance*

La figure A.16 illustre les DSP des coefficients de portance. L'allure de ces DSP conforte la classification des schémas d'ordre élevé en fonction des régimes calculés.

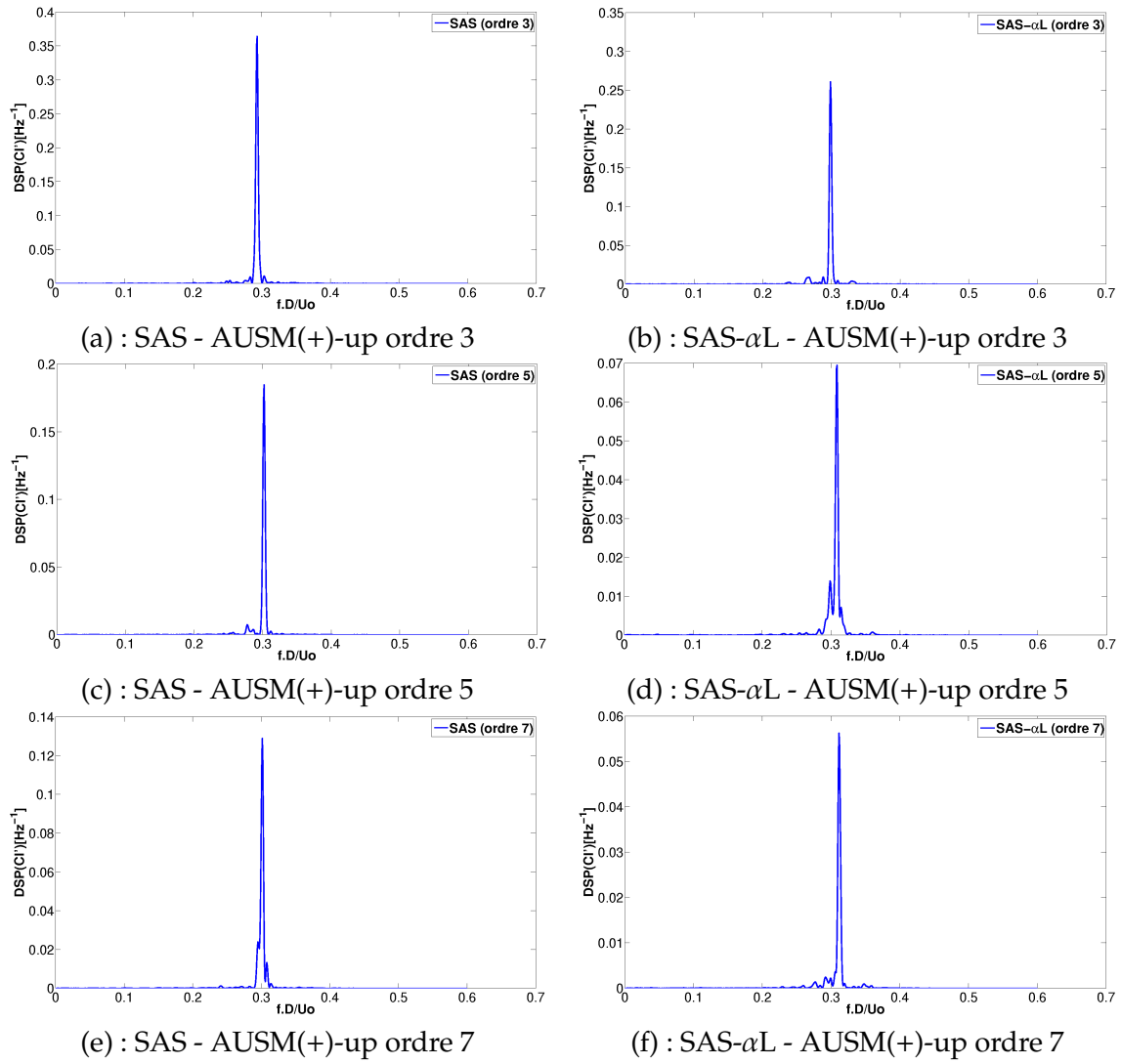


FIGURE A.16 – Cylindre (maillage standard - schémas d'ordre élevé) : densité spectrale de puissance du coefficient de portance

A.2.2.2 Analyse des signaux de vitesse acquis dans le sillage du cylindre

La figure A.17 illustre la composante verticale de vitesse acquis au point $x/D = 0,75$ avec les deux modèles et les trois schémas.

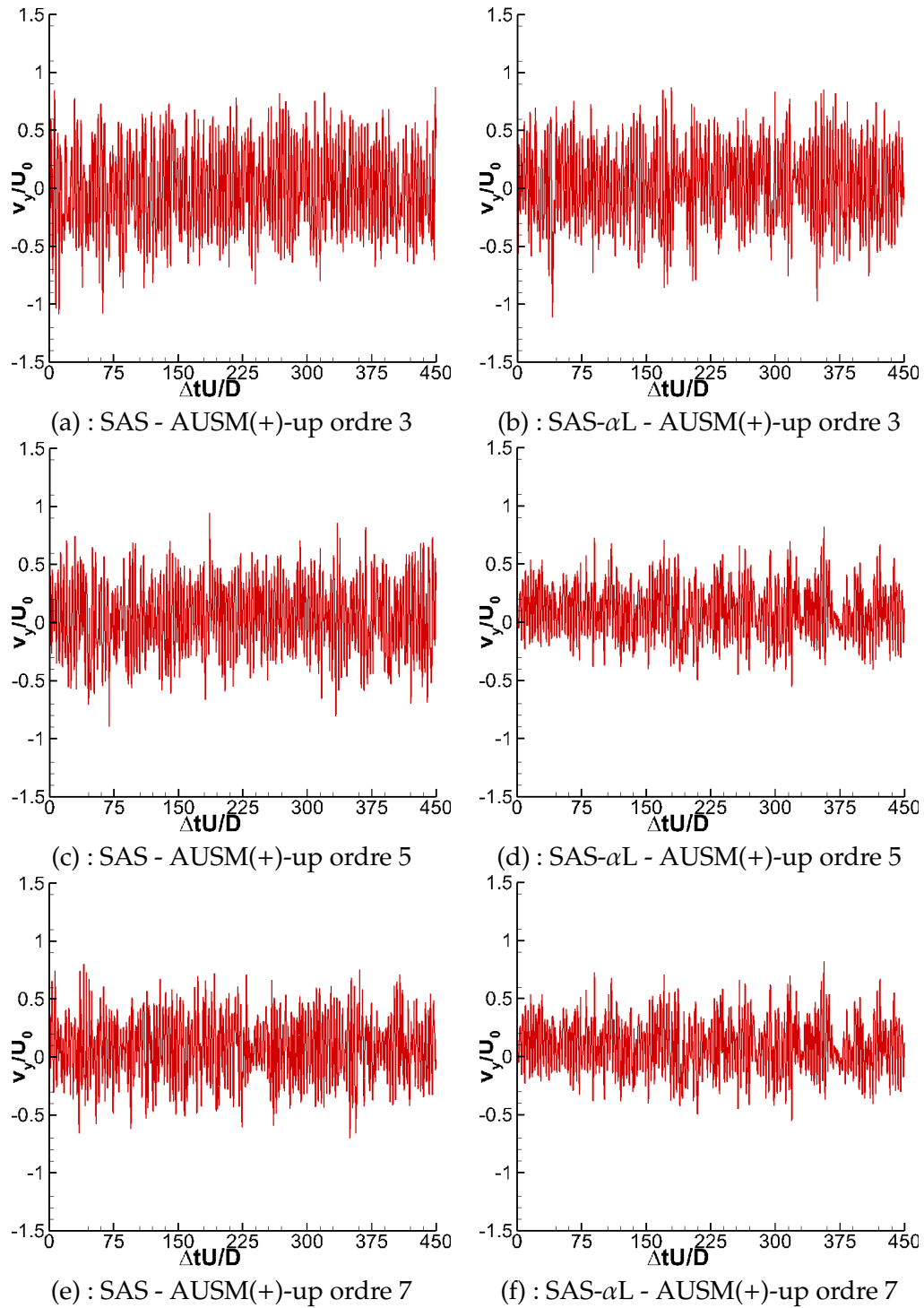


FIGURE A.17 – Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : évolution de v_y/U_0 dans le sillage proche du cylindre ($x/D = 0,75$)

La figure A.18 illustre l'étude de convergence menée sur ces signaux. Celle-ci montre que les signaux ont été acquis pendant une durée suffisante pour que les moyennes et les variances de vitesse convergent.

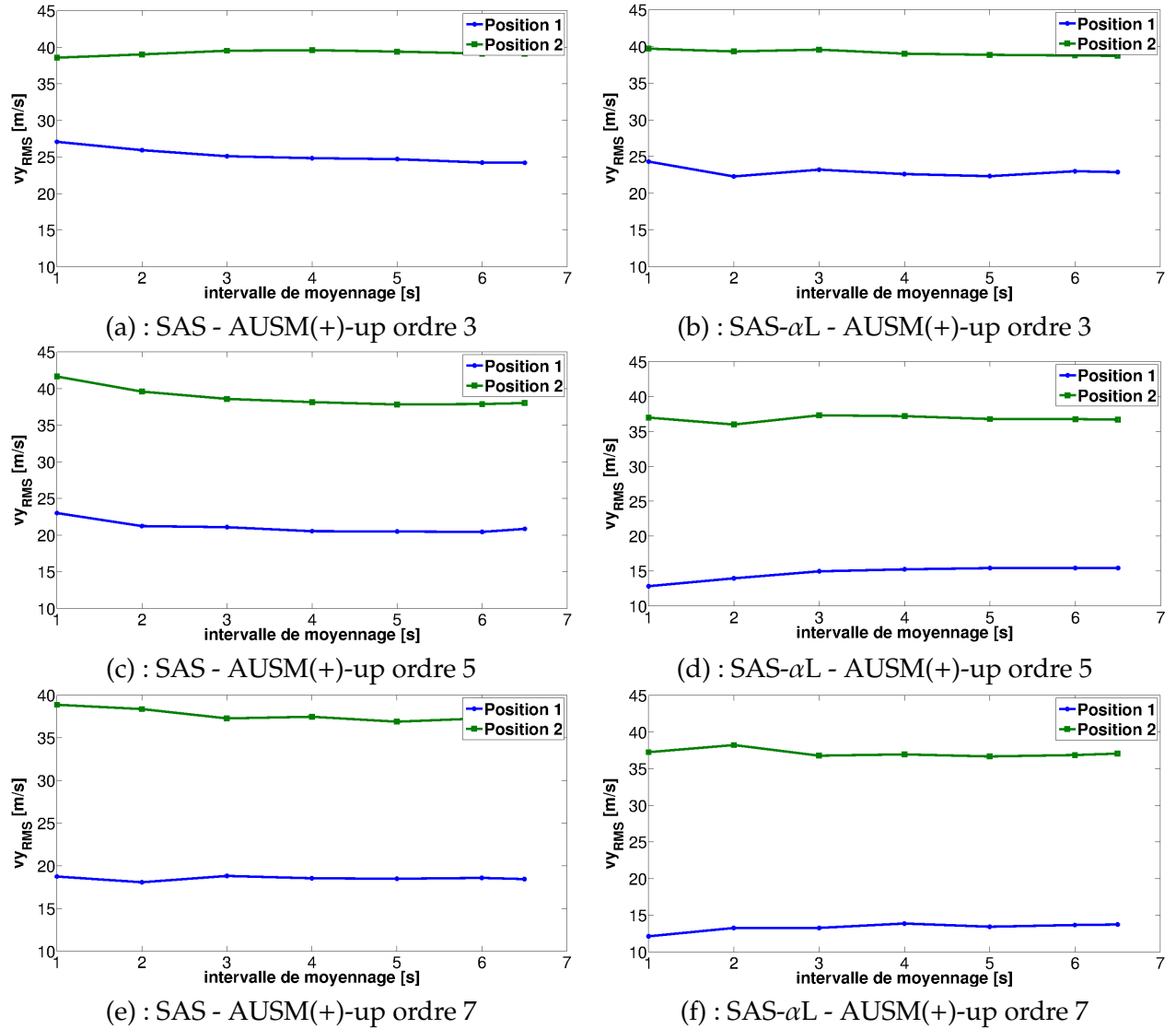


FIGURE A.18 – Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : analyse de la convergence de la valeur RMS de la composante verticale de vitesse

Les spectres d'énergie cinétique de turbulence résolue ont été calculées par la méthode de Welch pour chaque modèle et schéma (figure A.19). Ceux-ci sont comparés à un spectre de pente $-5/3$. Peu de différences sont observées entre les différents spectres calculés. Tous respectent une pente en $-5/3$ aux faibles fréquences avant que la décroissance du spectre soit plus rapide aux hautes fréquences. Ce comportement du spectre traduit la résolution des basses fréquences et la dissipation progressive des plus hautes fréquences.

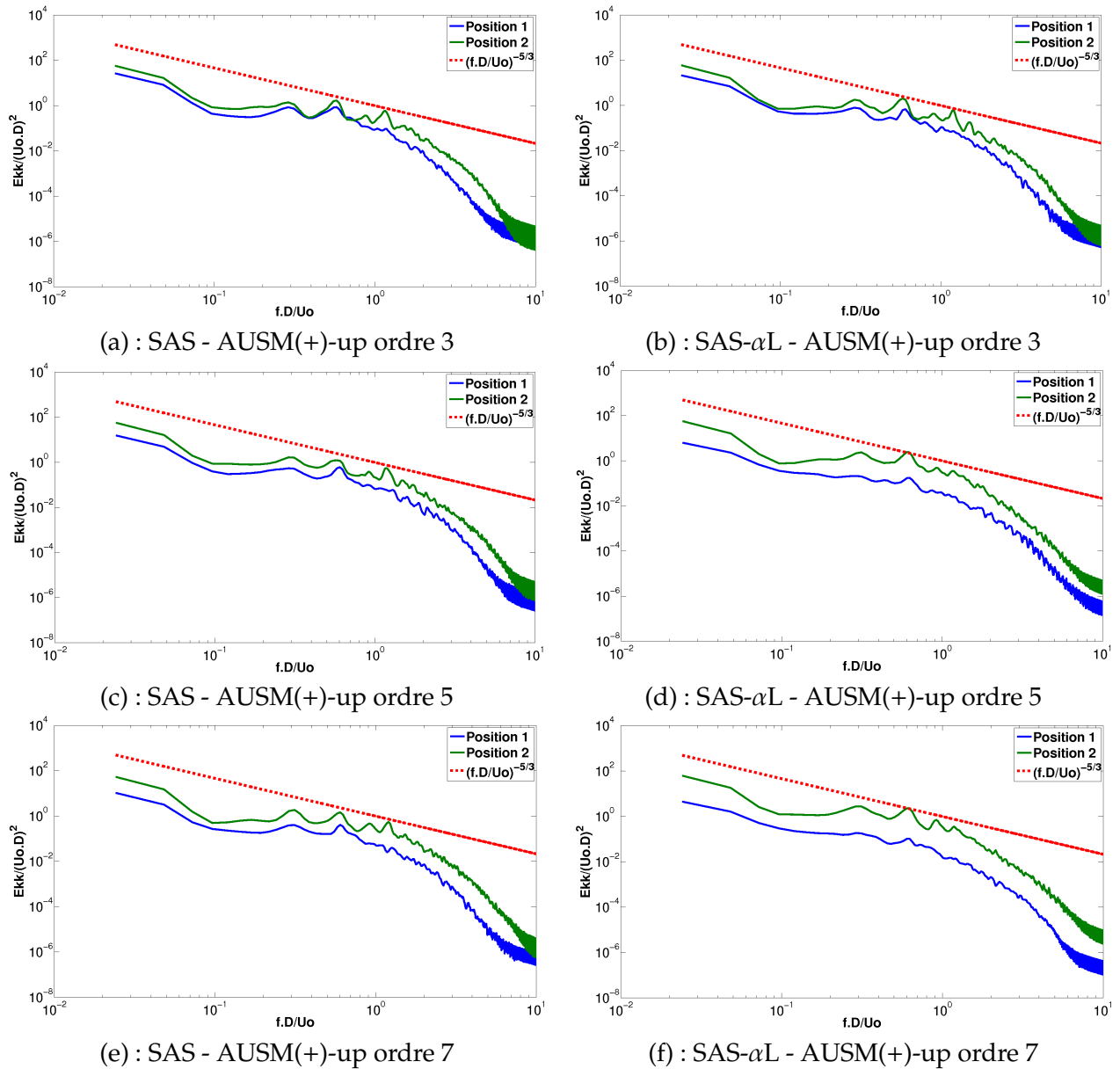


FIGURE A.19 – Cylindre (maillage standard - ordre élevé) : spectre de l'énergie cinétique de turbulence résolue k

A.3 ECOULEMENT AU-DESSUS D'UNE MARCHÉ DESCENDANTE

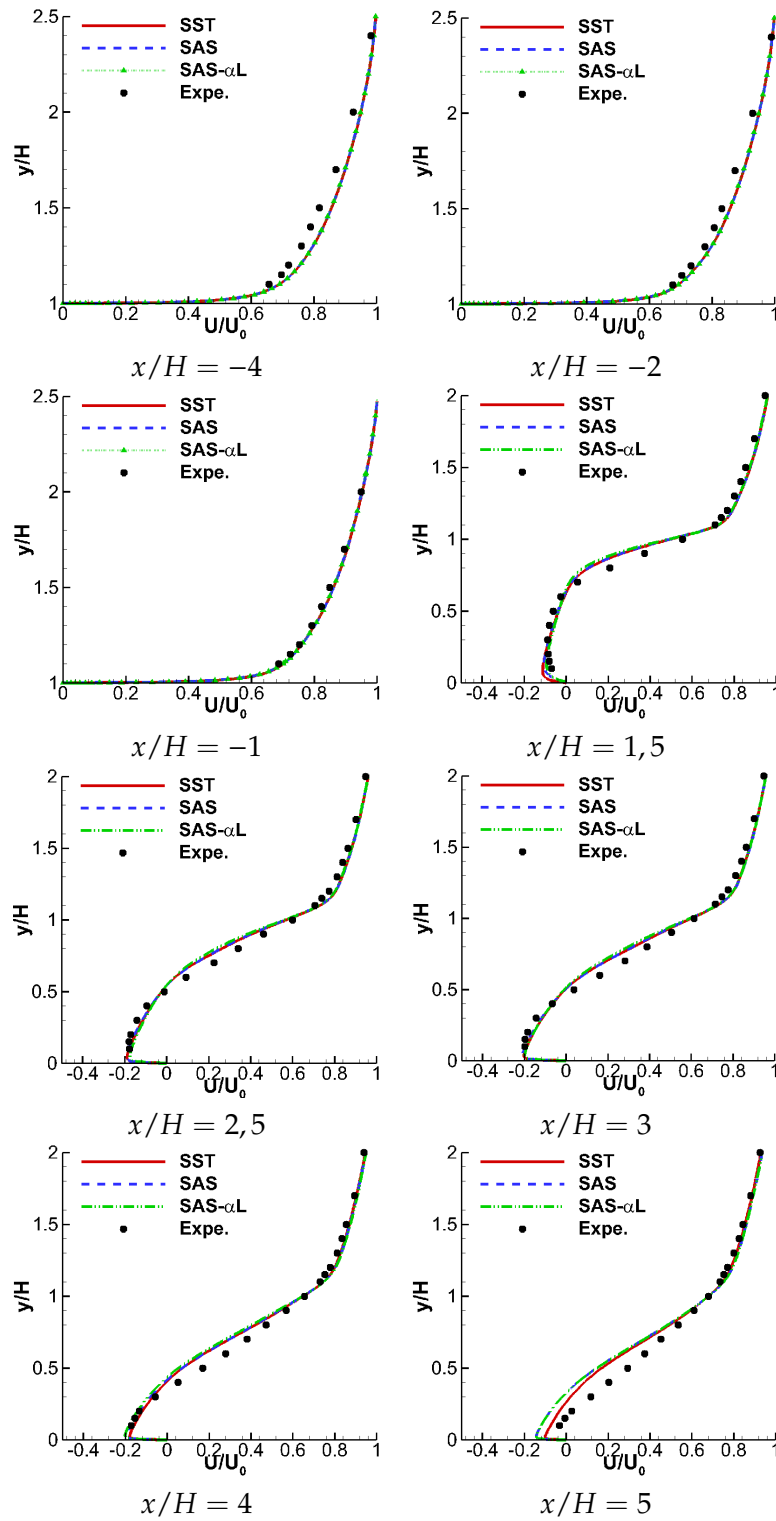


FIGURE A.20 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma de Jameson

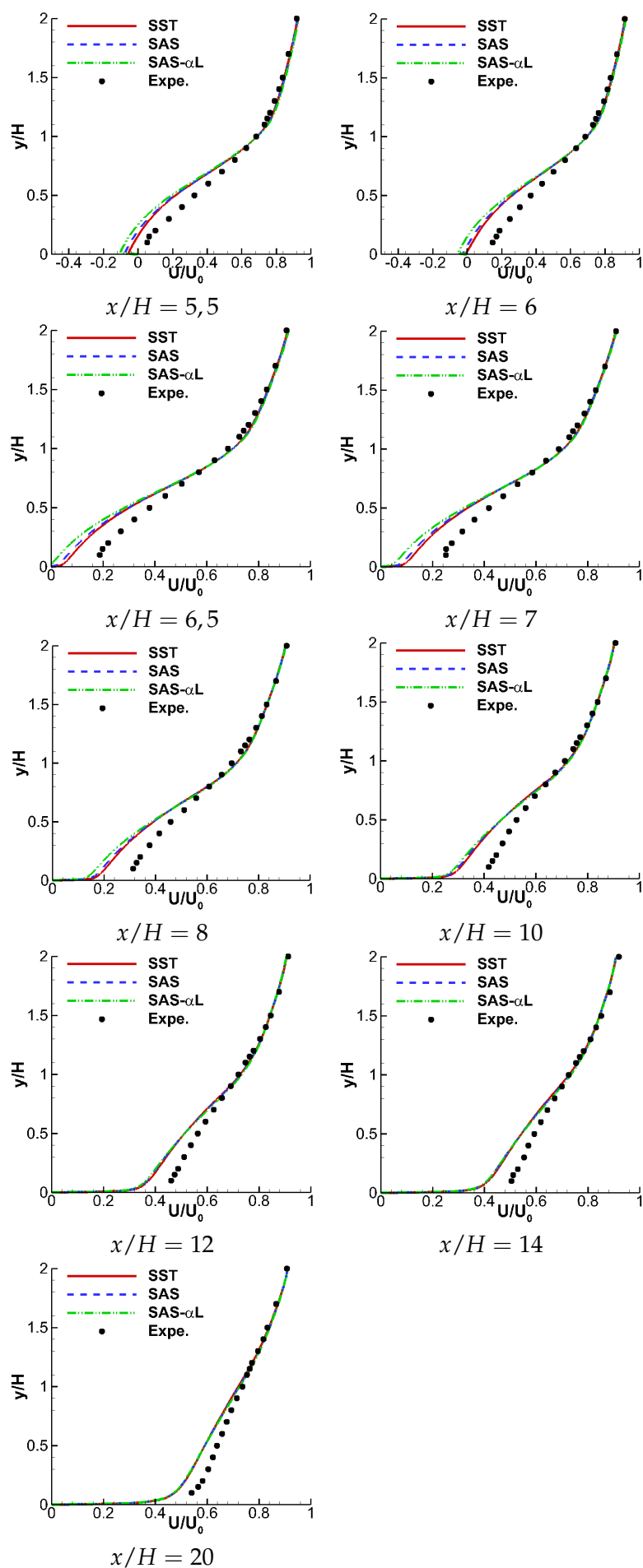


FIGURE A.21 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma de Jameson

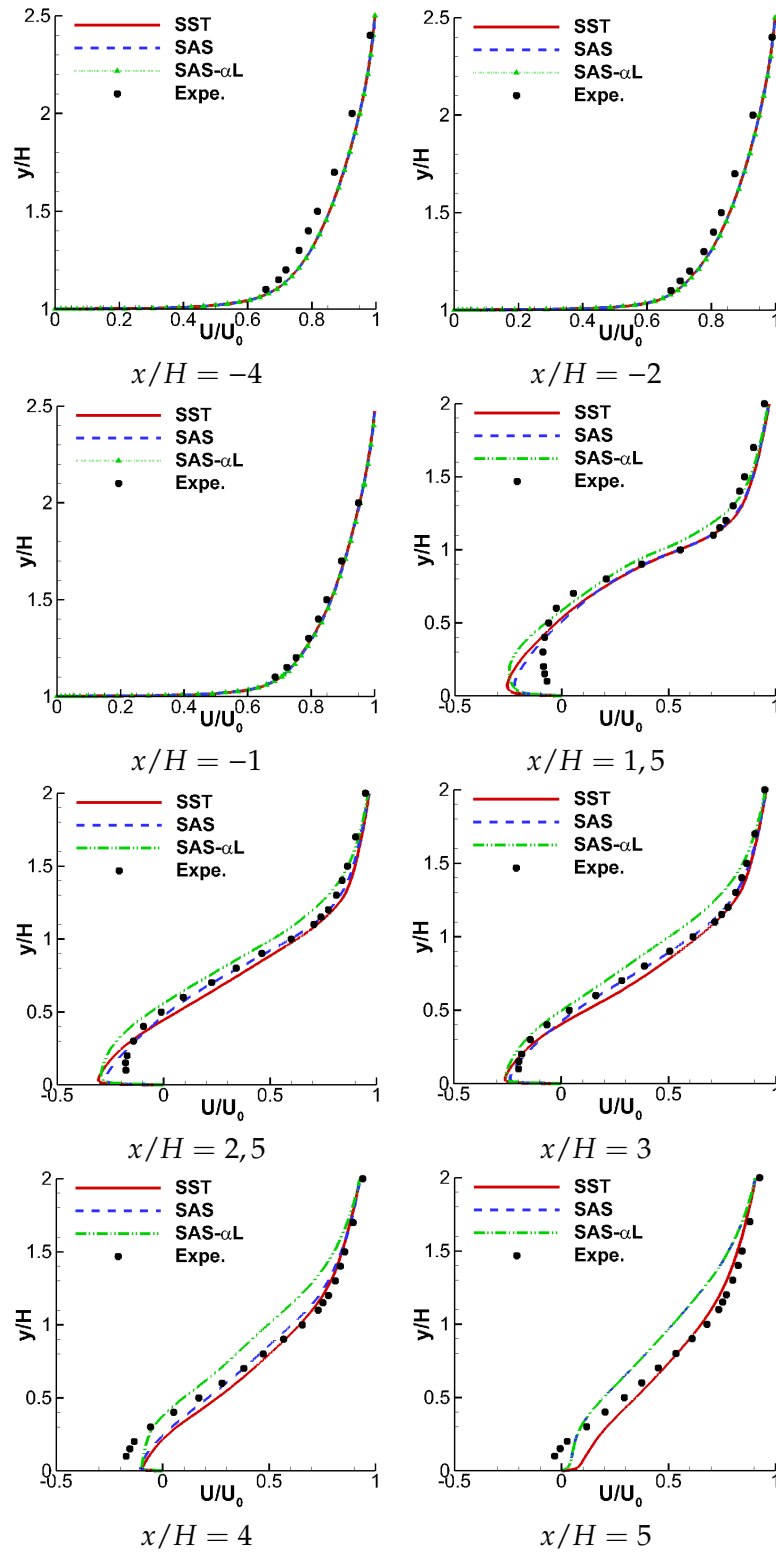


FIGURE A.22 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 3

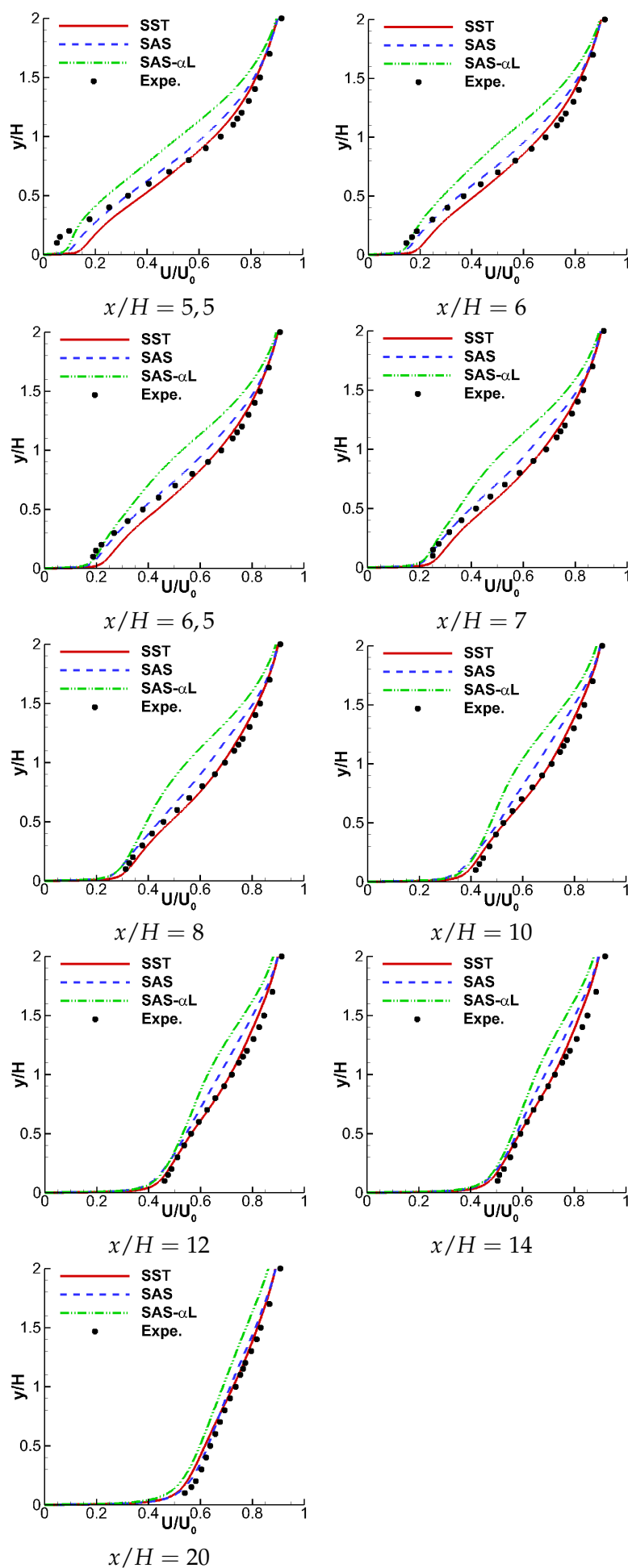


FIGURE A.23 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 3

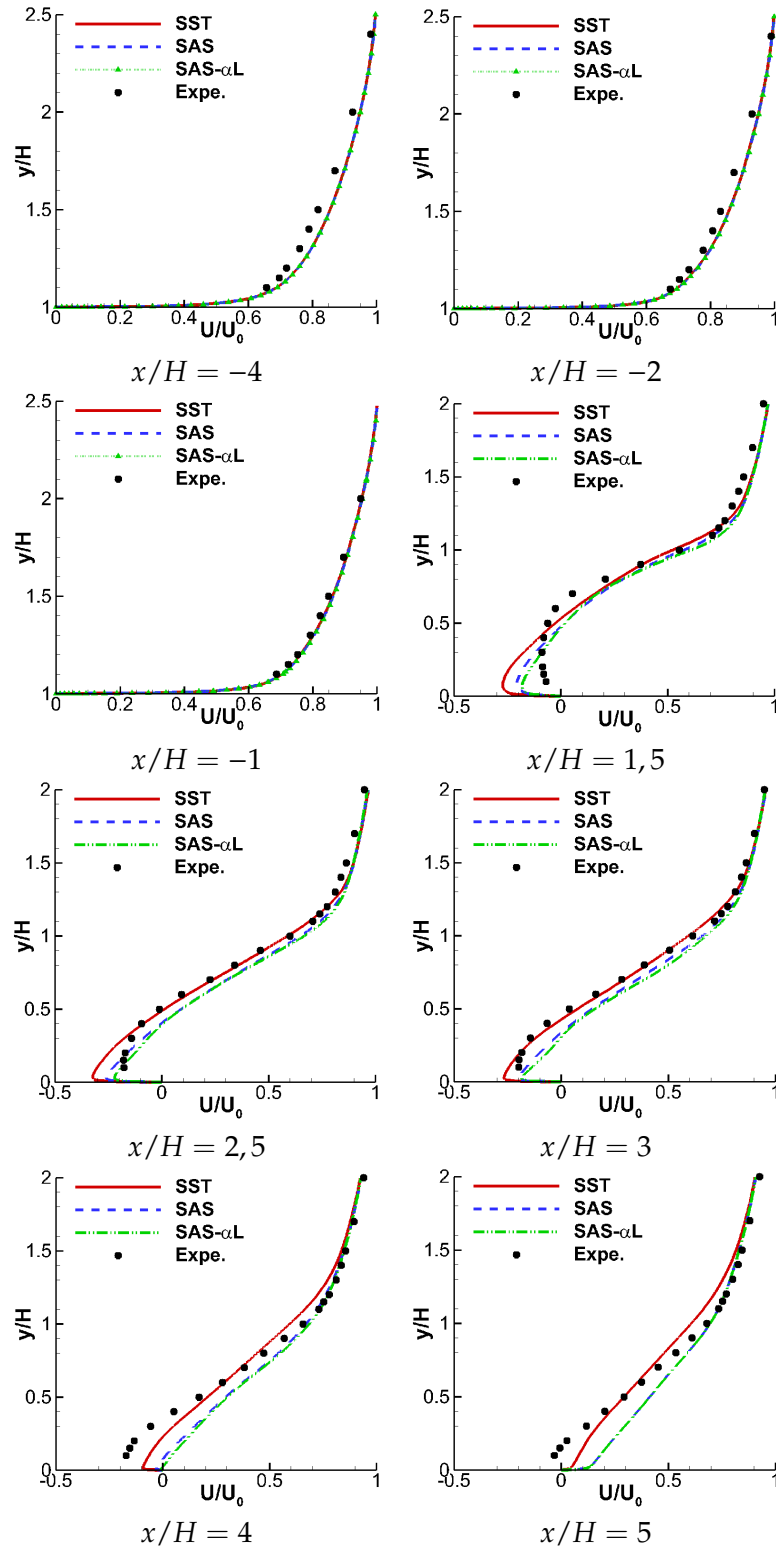


FIGURE A.24 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 5

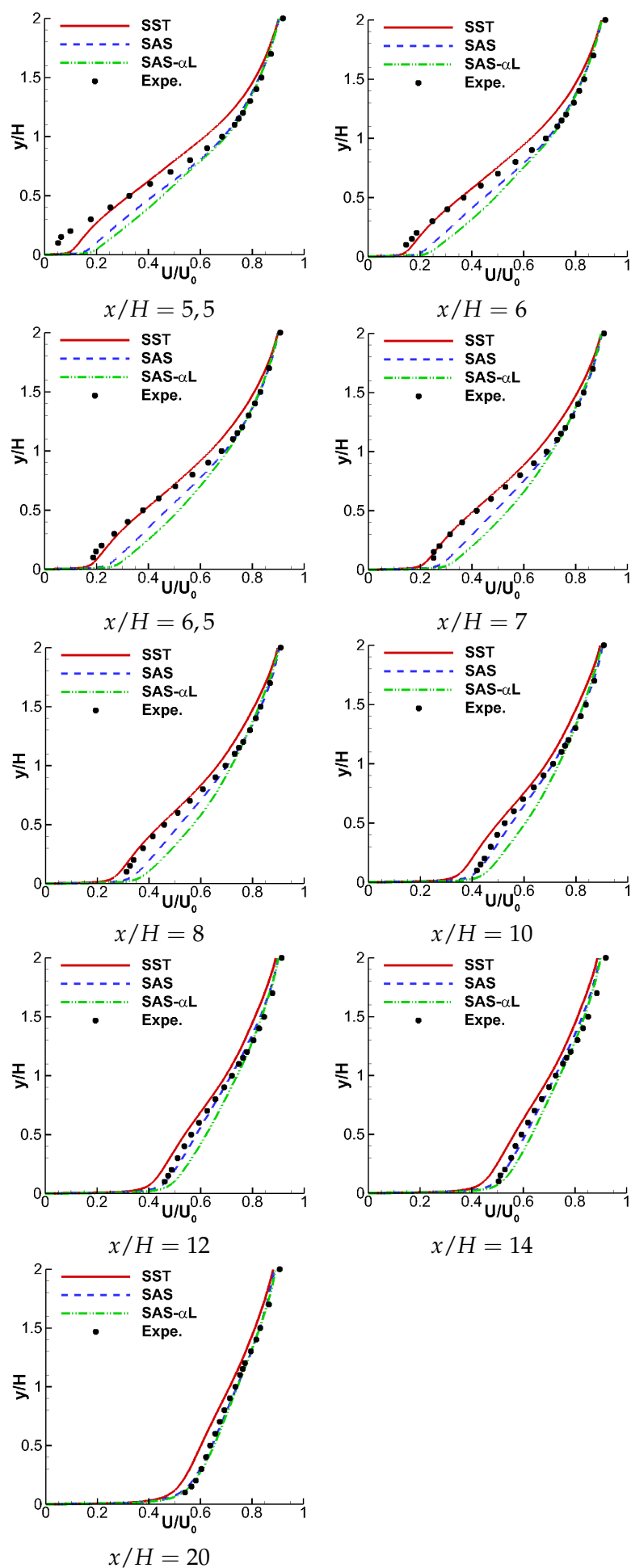


FIGURE A.25 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 5

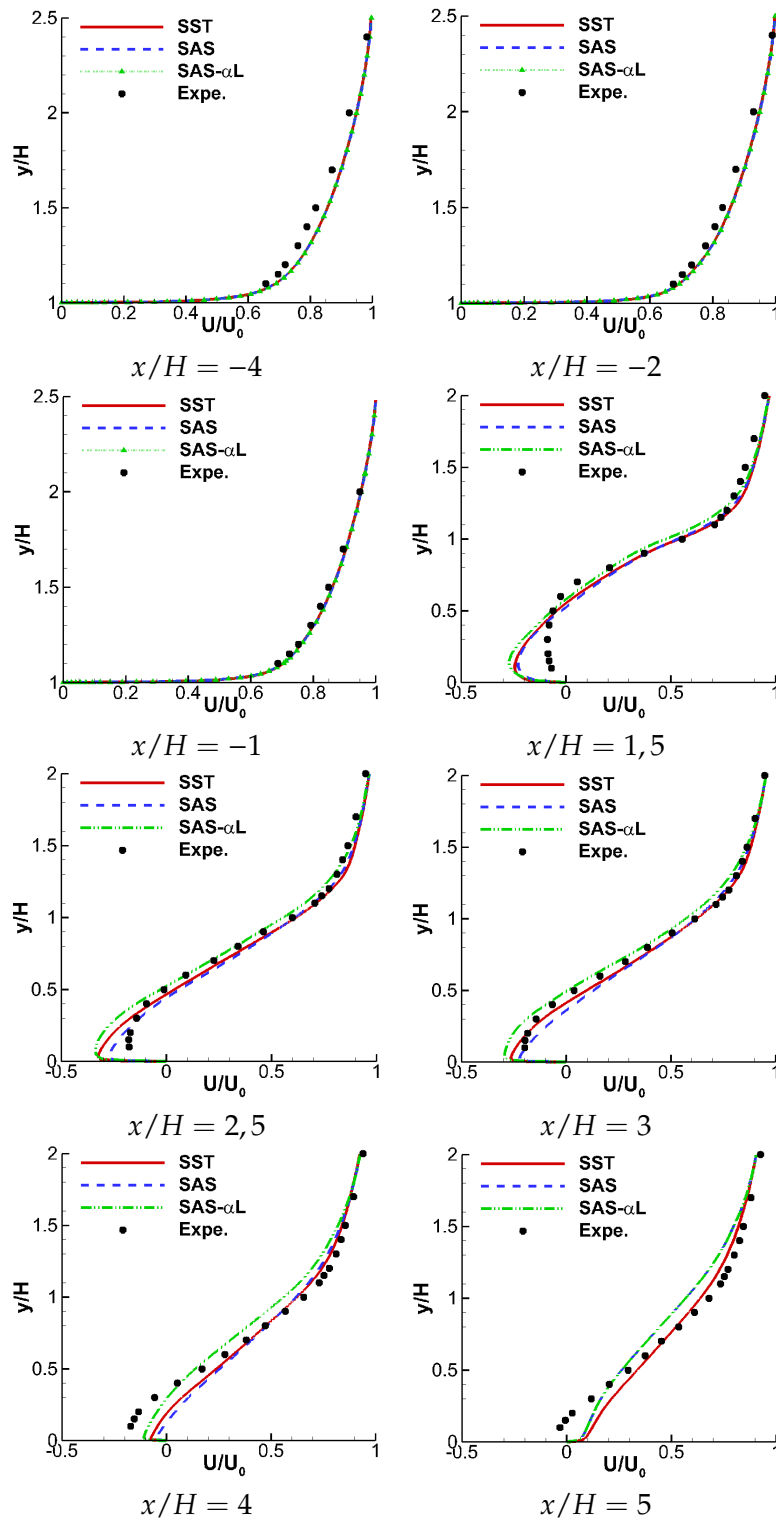


FIGURE A.26 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 7

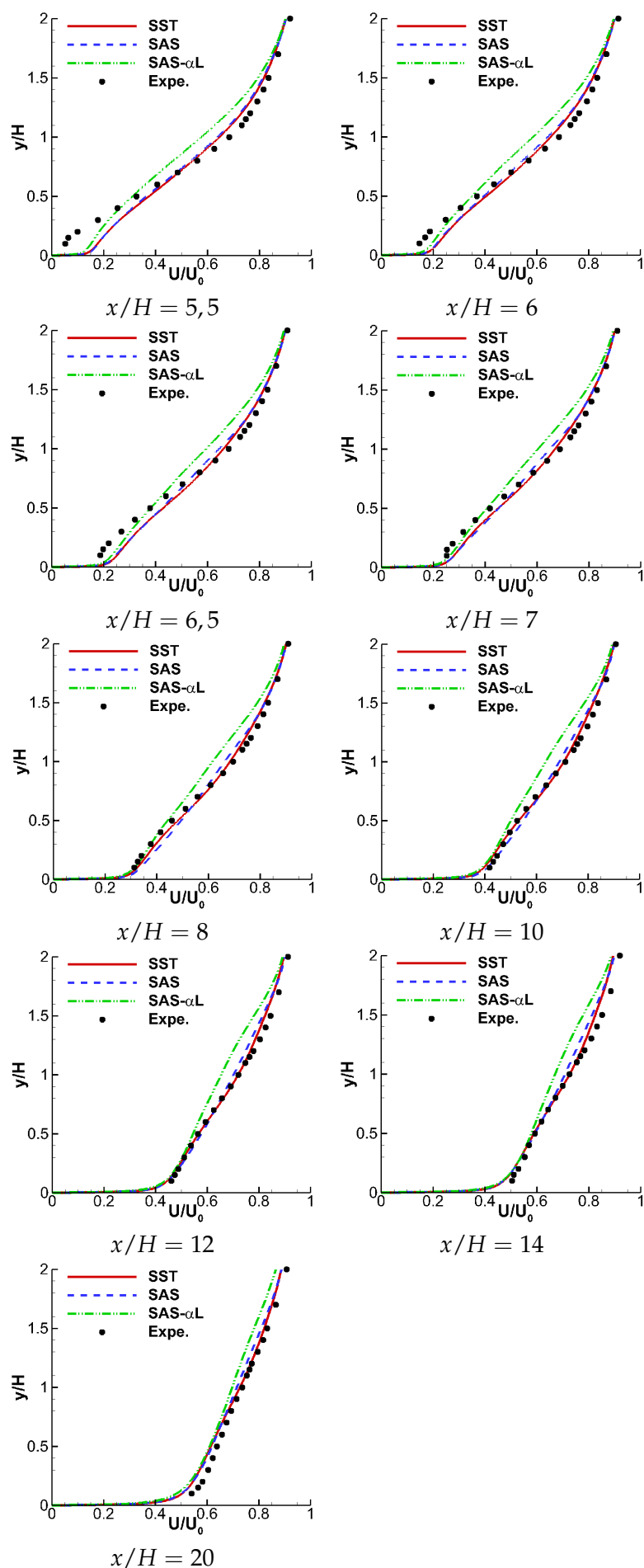


FIGURE A.27 – Annexe Marche descendante : comparaison des profils de vitesse prévus par les modèles SST, SAS et SAS- α L schéma AUSM(+)-up ordre 7

A.4 CAVITÉ M219 : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

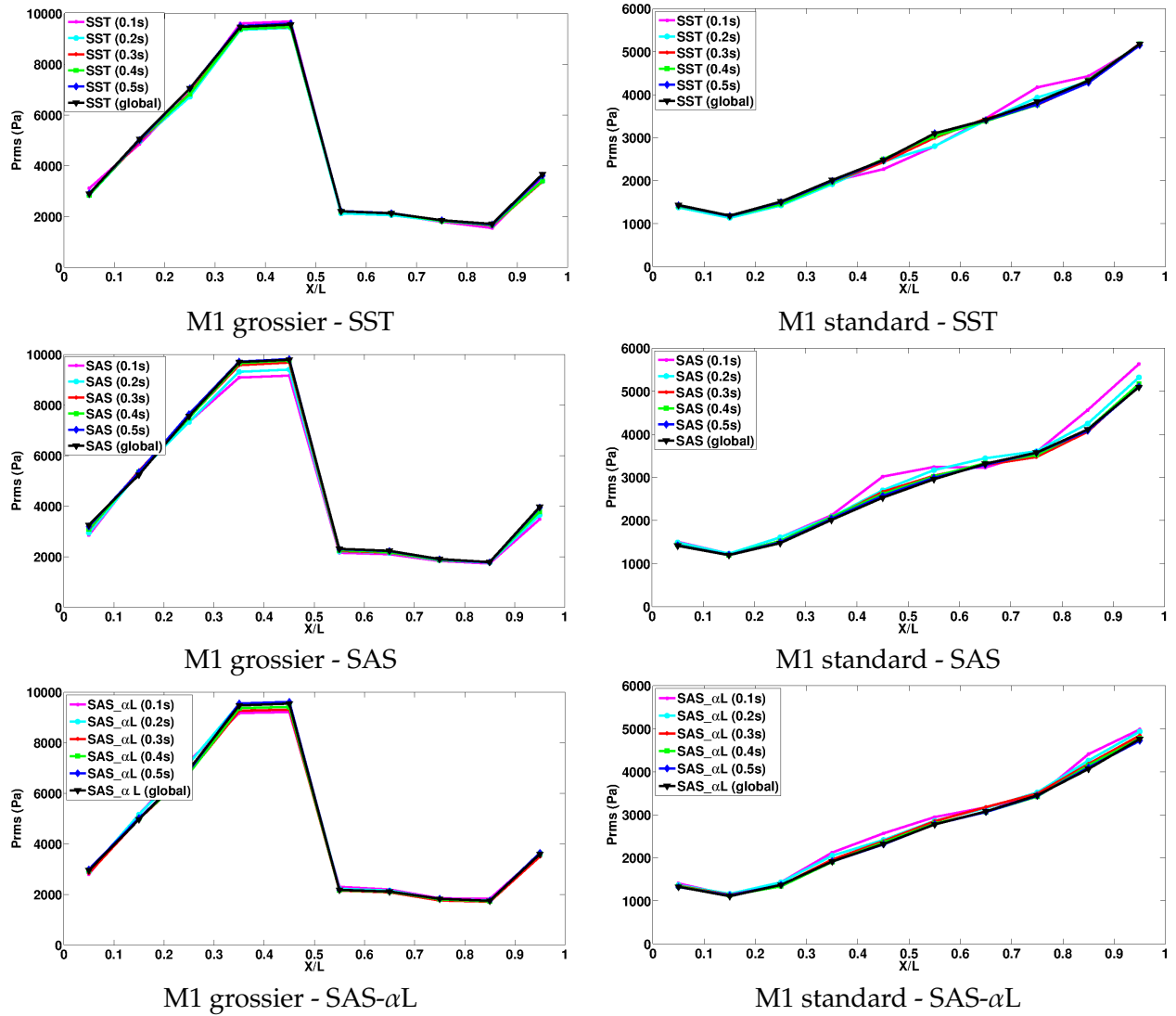


FIGURE A.28 – Analyse de la convergence des moments statistiques d'ordre 2 sur le maillage M1

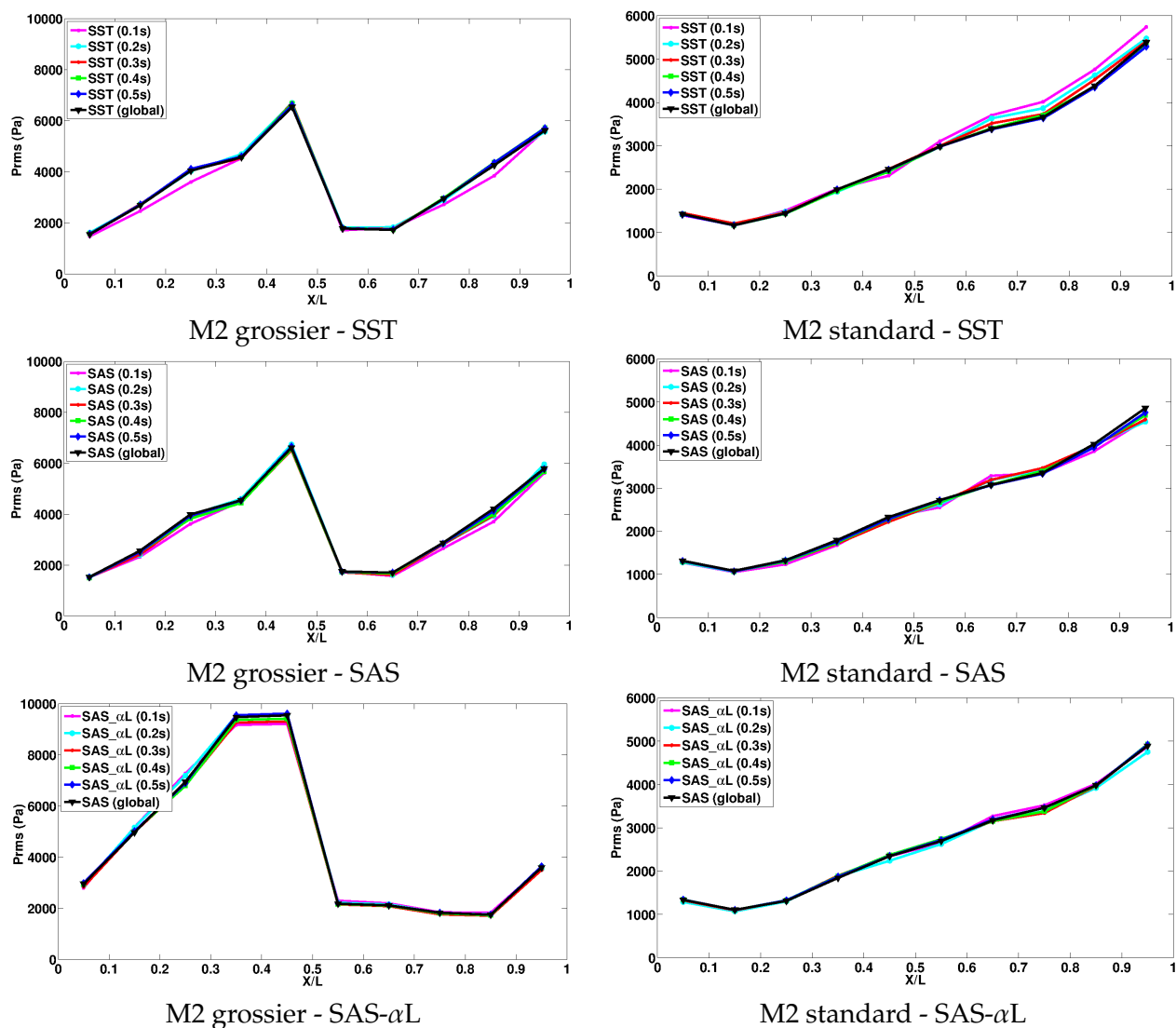


FIGURE A.29 – Analyse de la convergence des moments statistiques d'ordre 2 sur le maillage M2

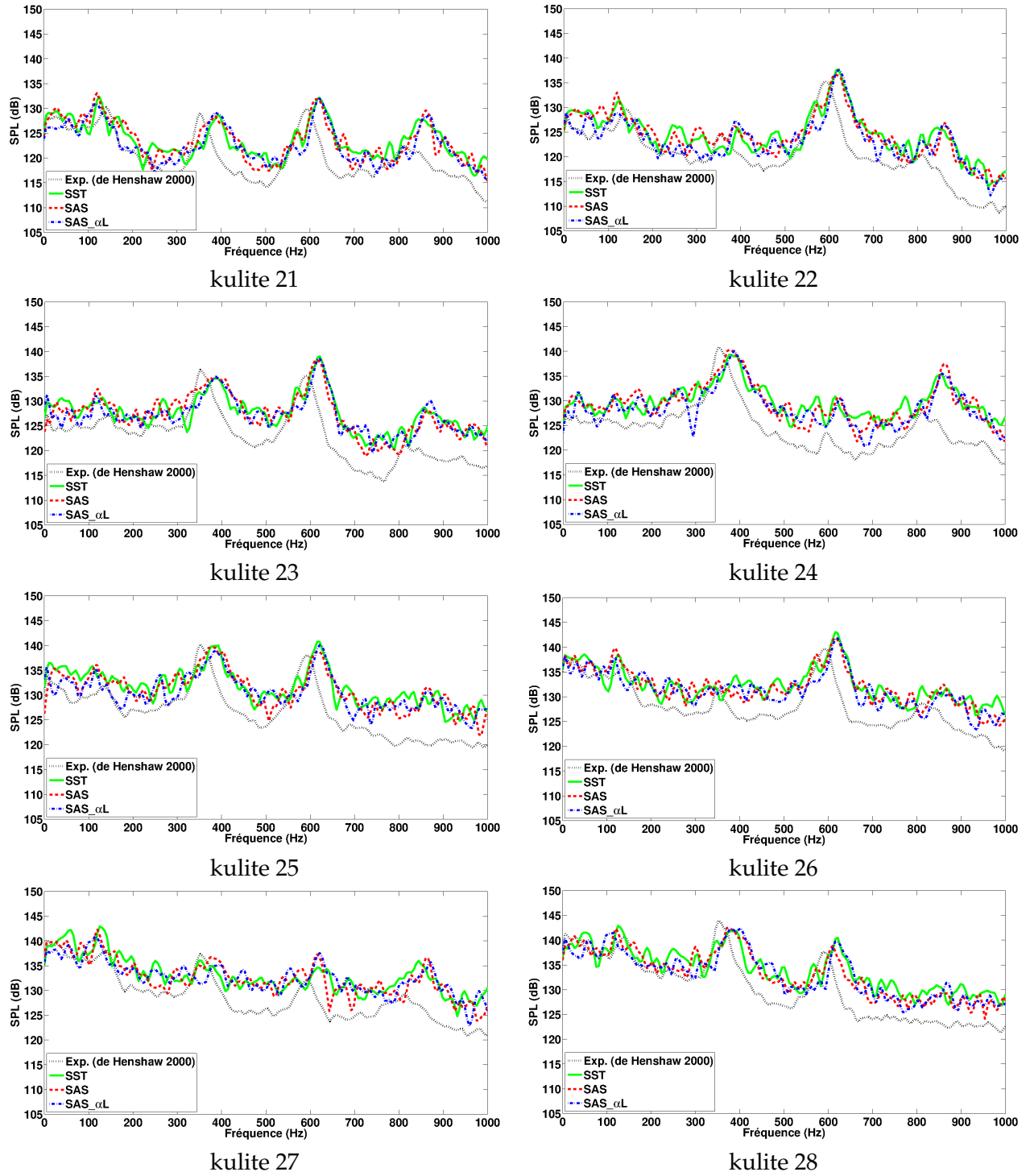


FIGURE A.30 – Niveaux de pression sonore prévus par chacun des modèles sur le maillage standard M1

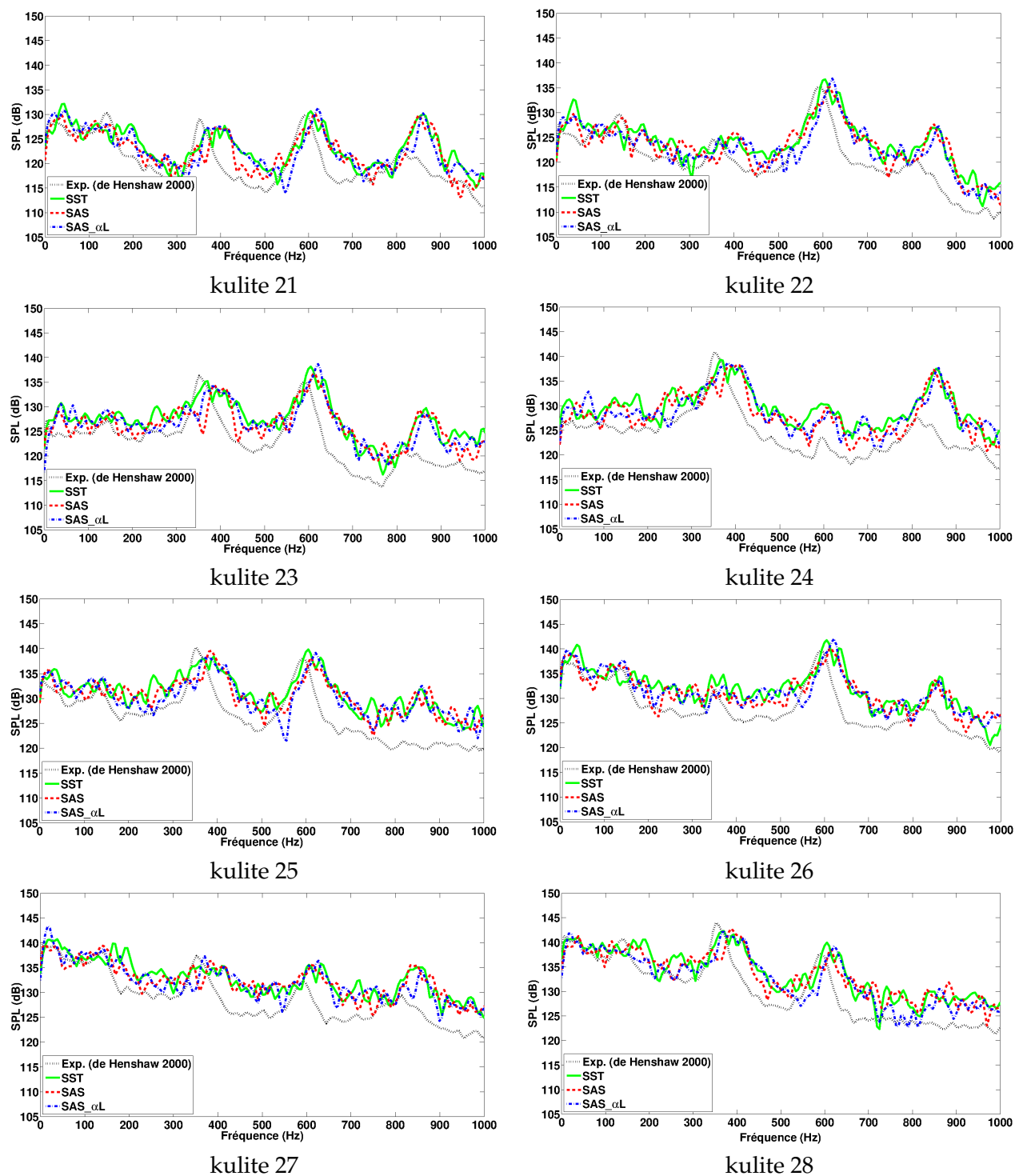


FIGURE A.31 – Niveaux de pression sonore prévus par chacun des modèles sur le maillage standard M2

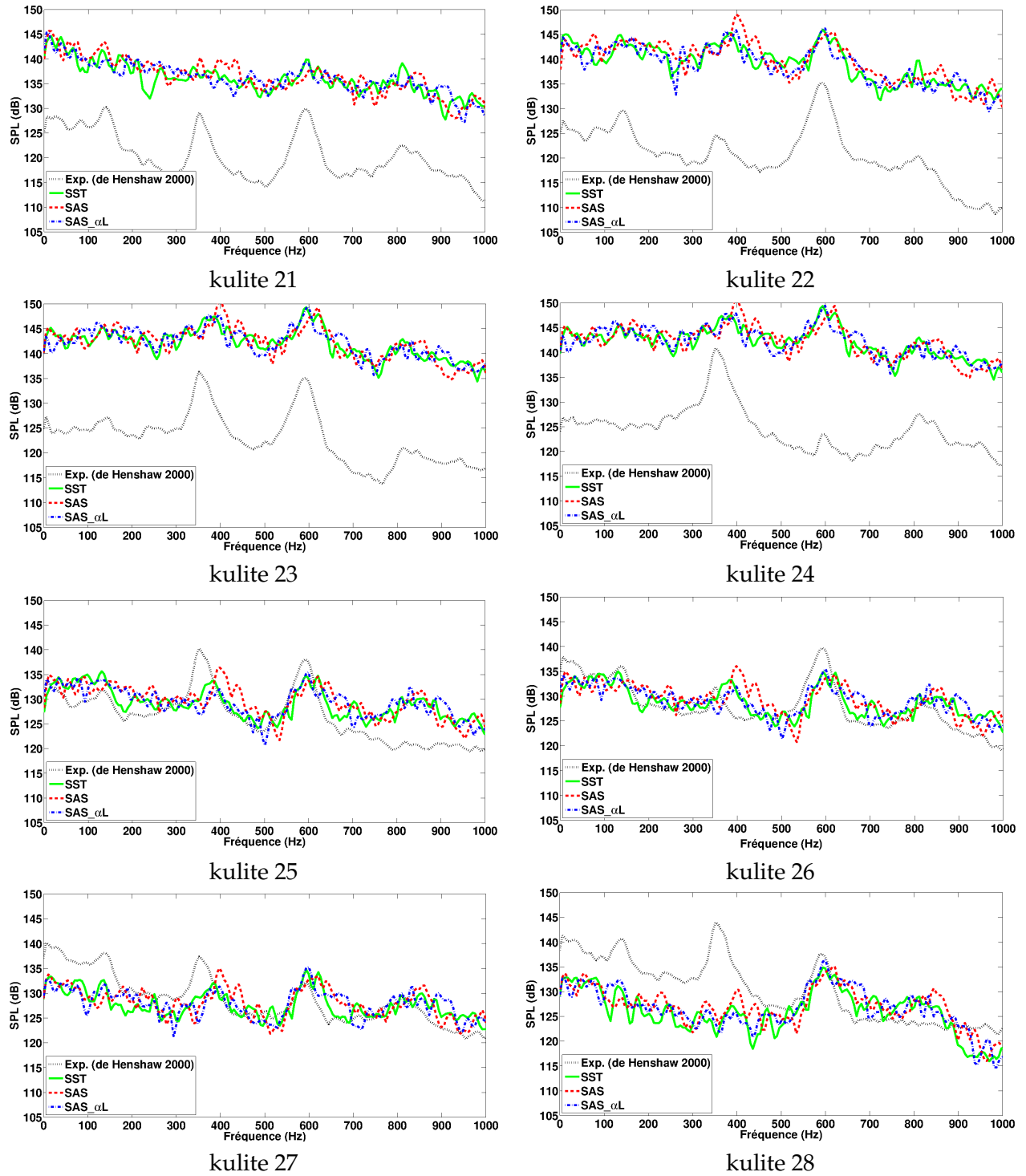


FIGURE A.32 – Niveaux de pression sonore prévus par chacun des modèles sur le maillage grossier issu de M1

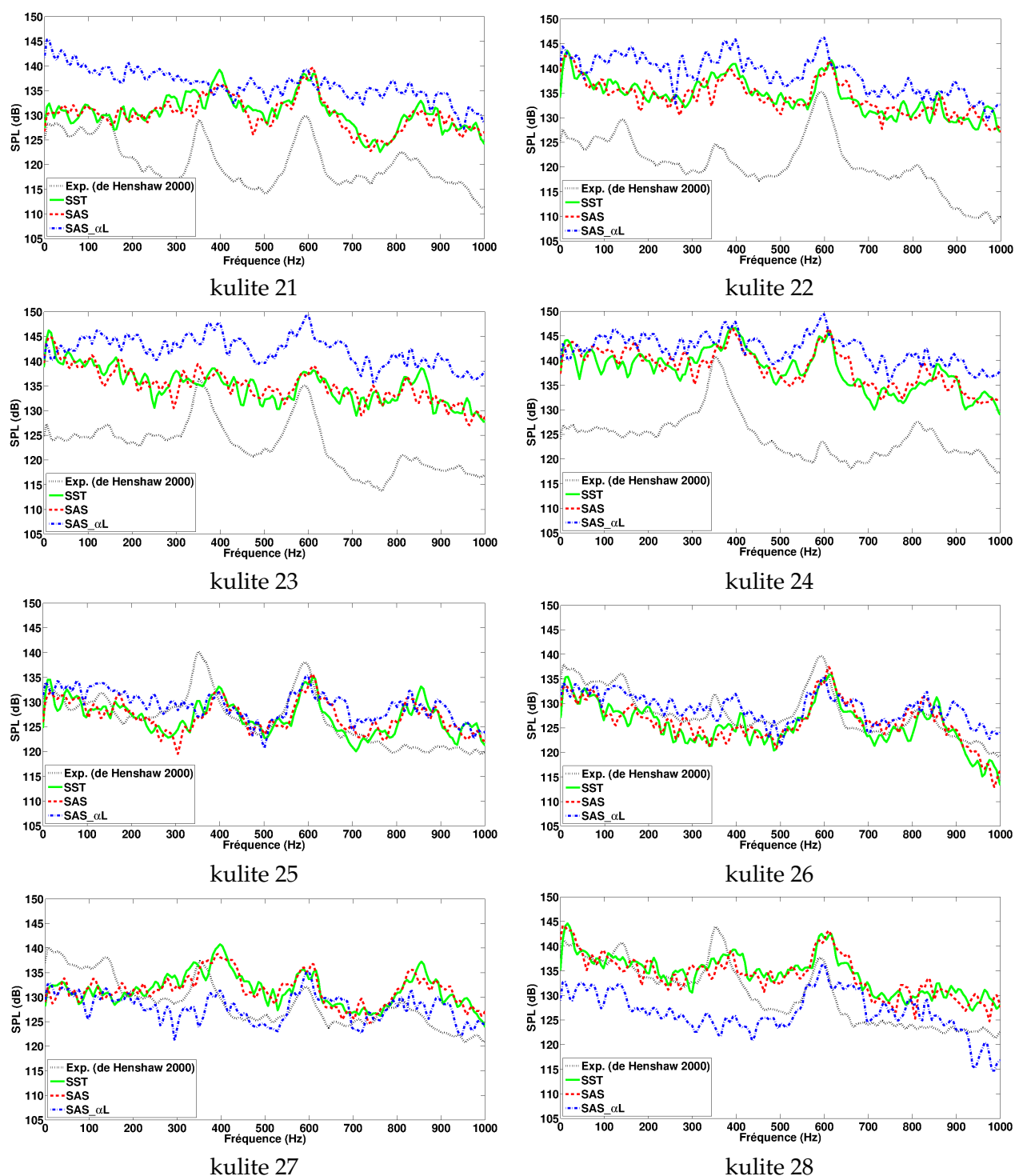


FIGURE A.33 – Niveaux de pression sonore prévus par chacun des modèles sur le maillage grossier issu de M2

A.5 JET CHAUD DÉBOUCHANT DANS UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE : RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES

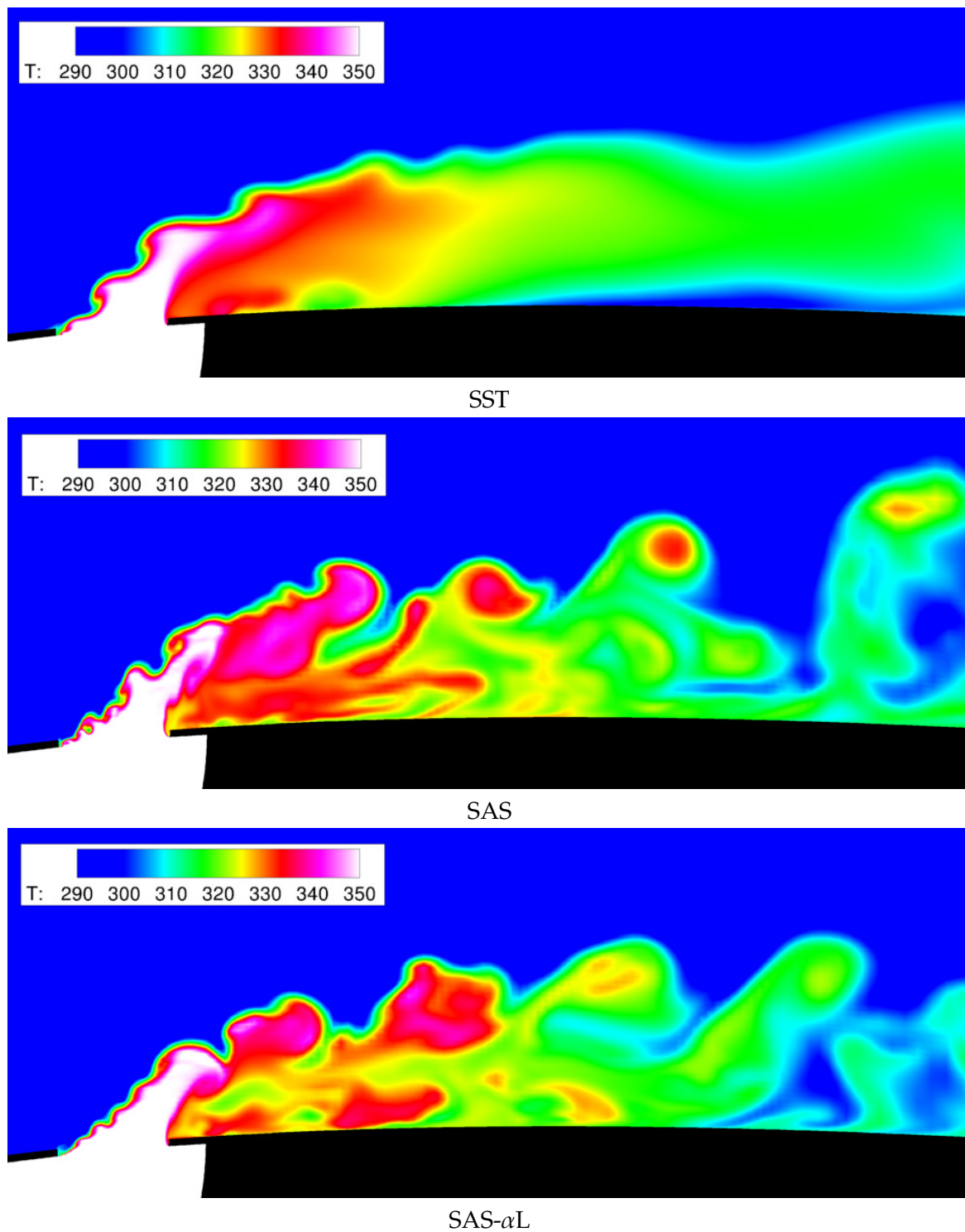


FIGURE A.34 – Coupe dans le plan médian du champ de température prévu par les modèles SST, SAS et SAS- α L

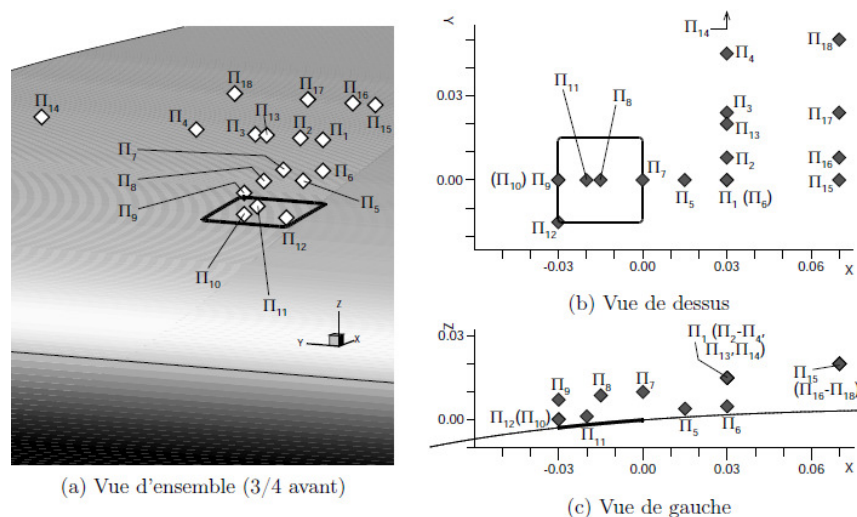


FIGURE A.35 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

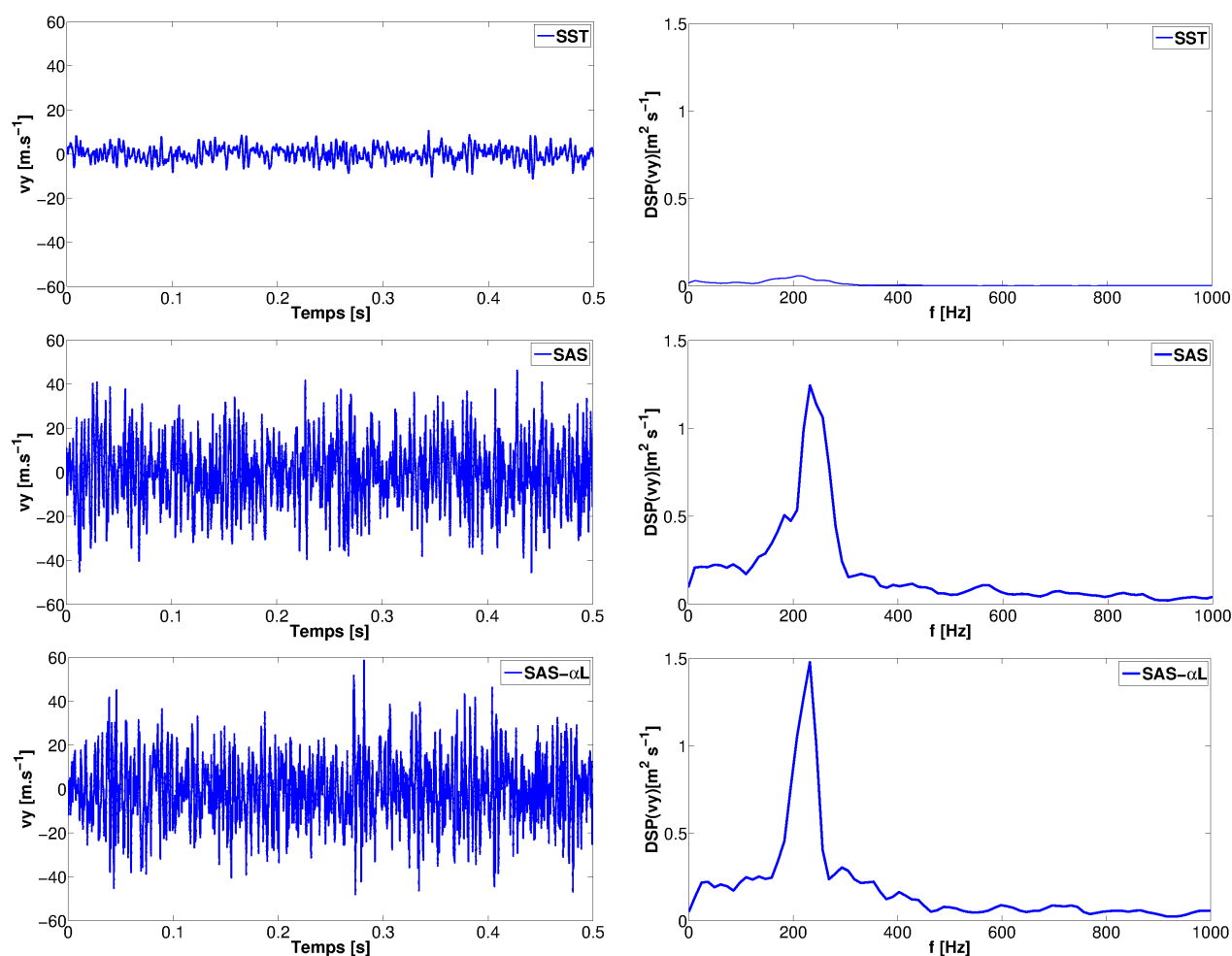


FIGURE A.36 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_1 et DSP correspondant

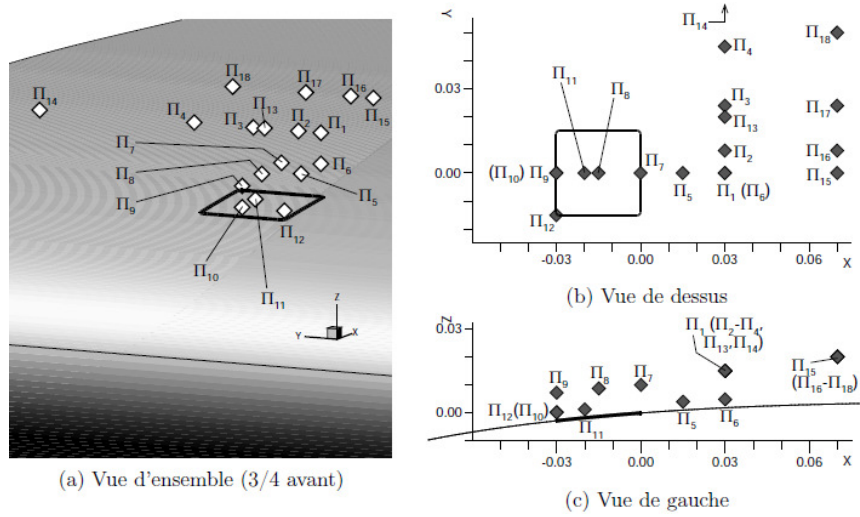


FIGURE A.37 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

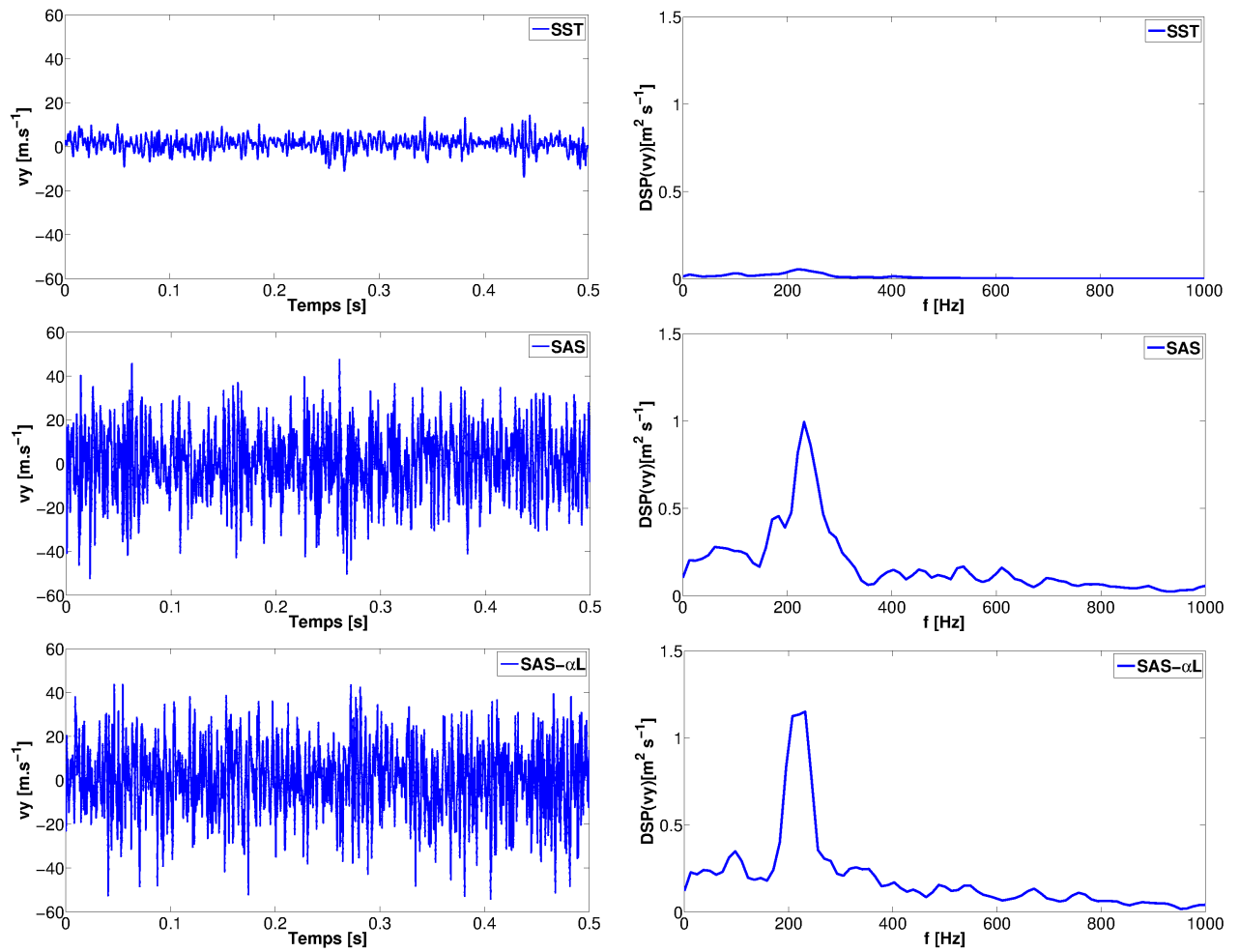


FIGURE A.38 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_2 et DSP correspondant

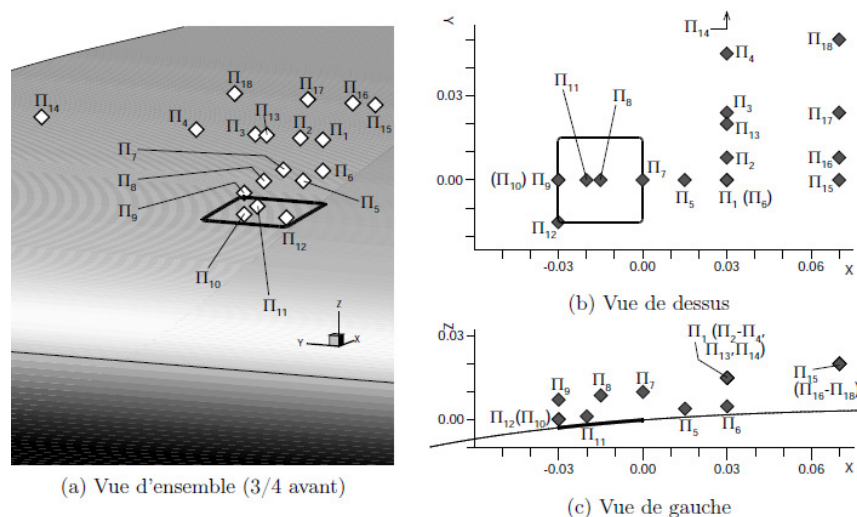


FIGURE A.39 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

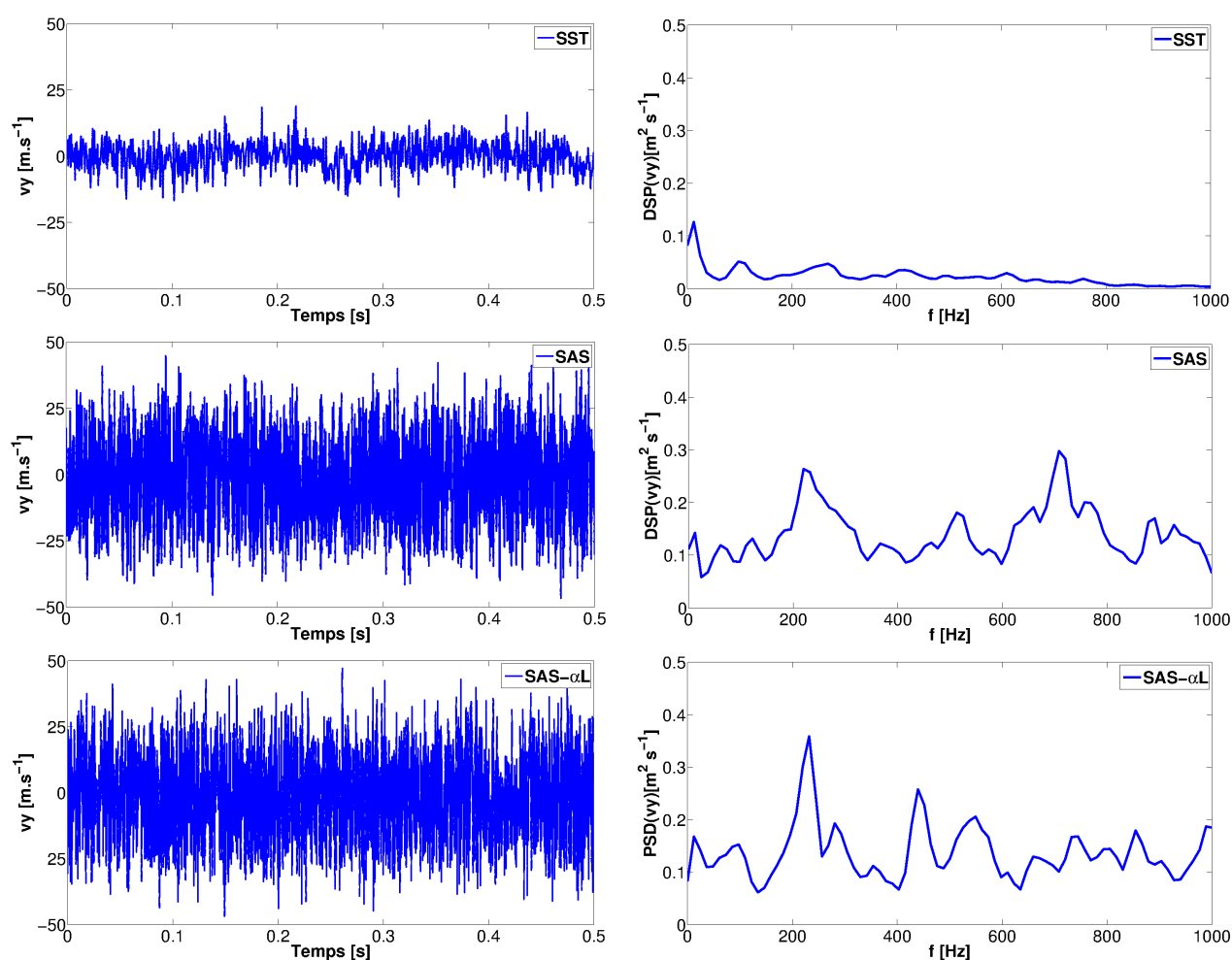


FIGURE A.40 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_3 et DSP correspondant

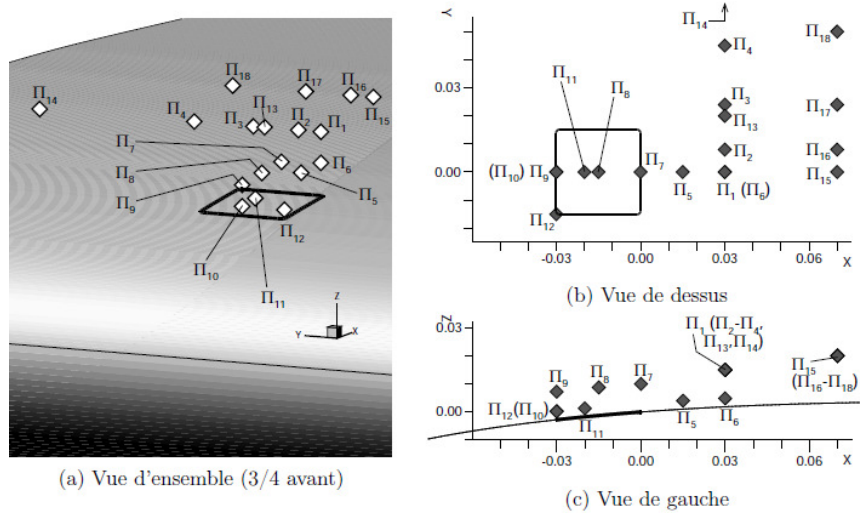


FIGURE A.41 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

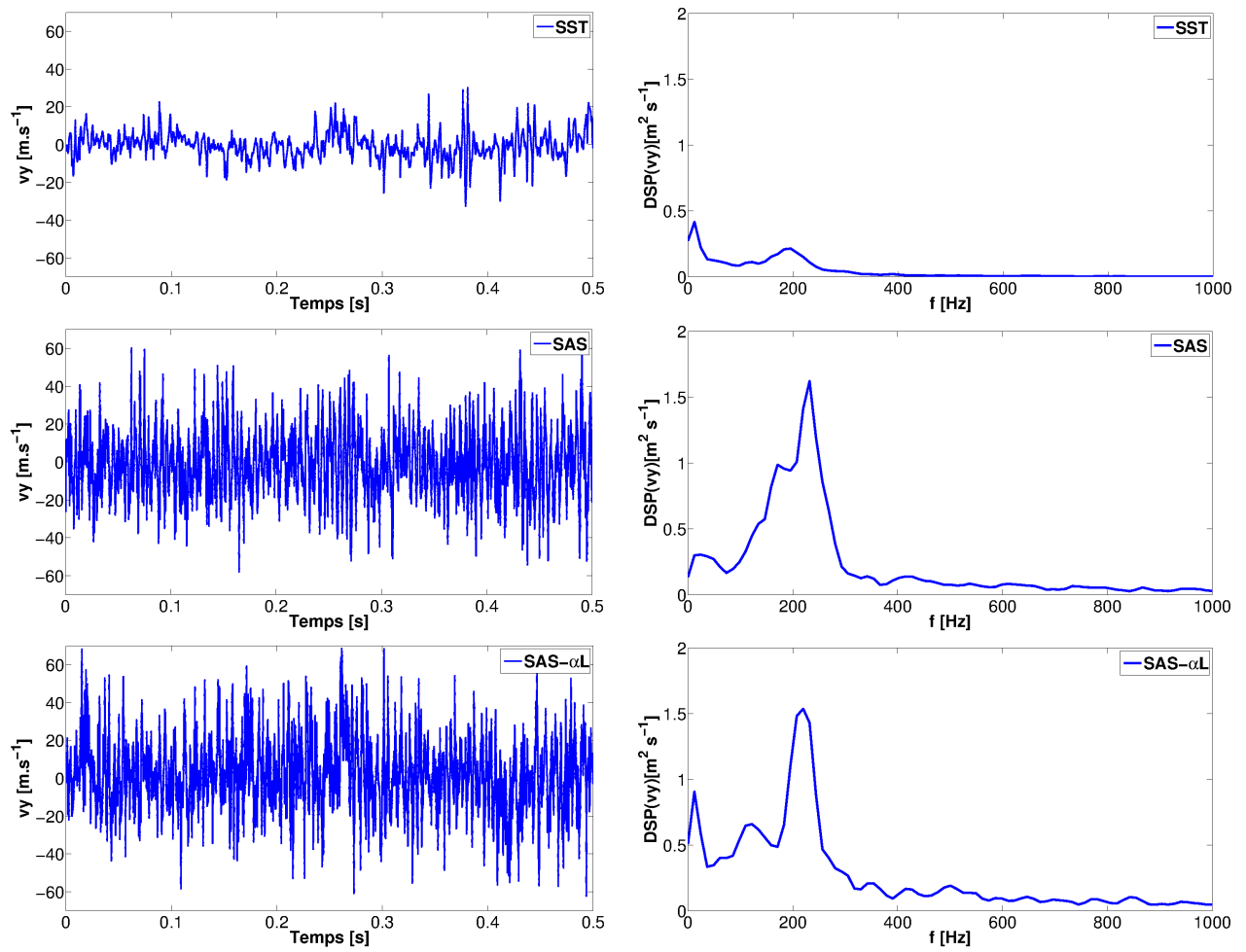


FIGURE A.42 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_5 et DSP correspondant

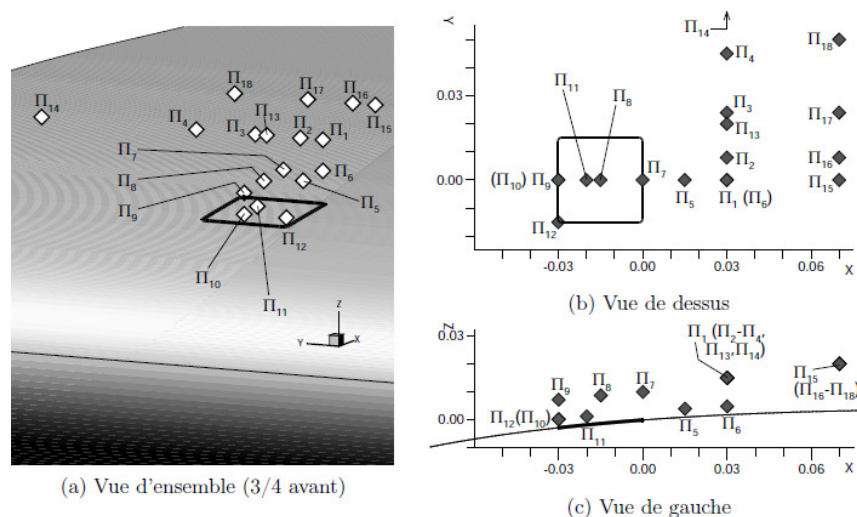


FIGURE A.43 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

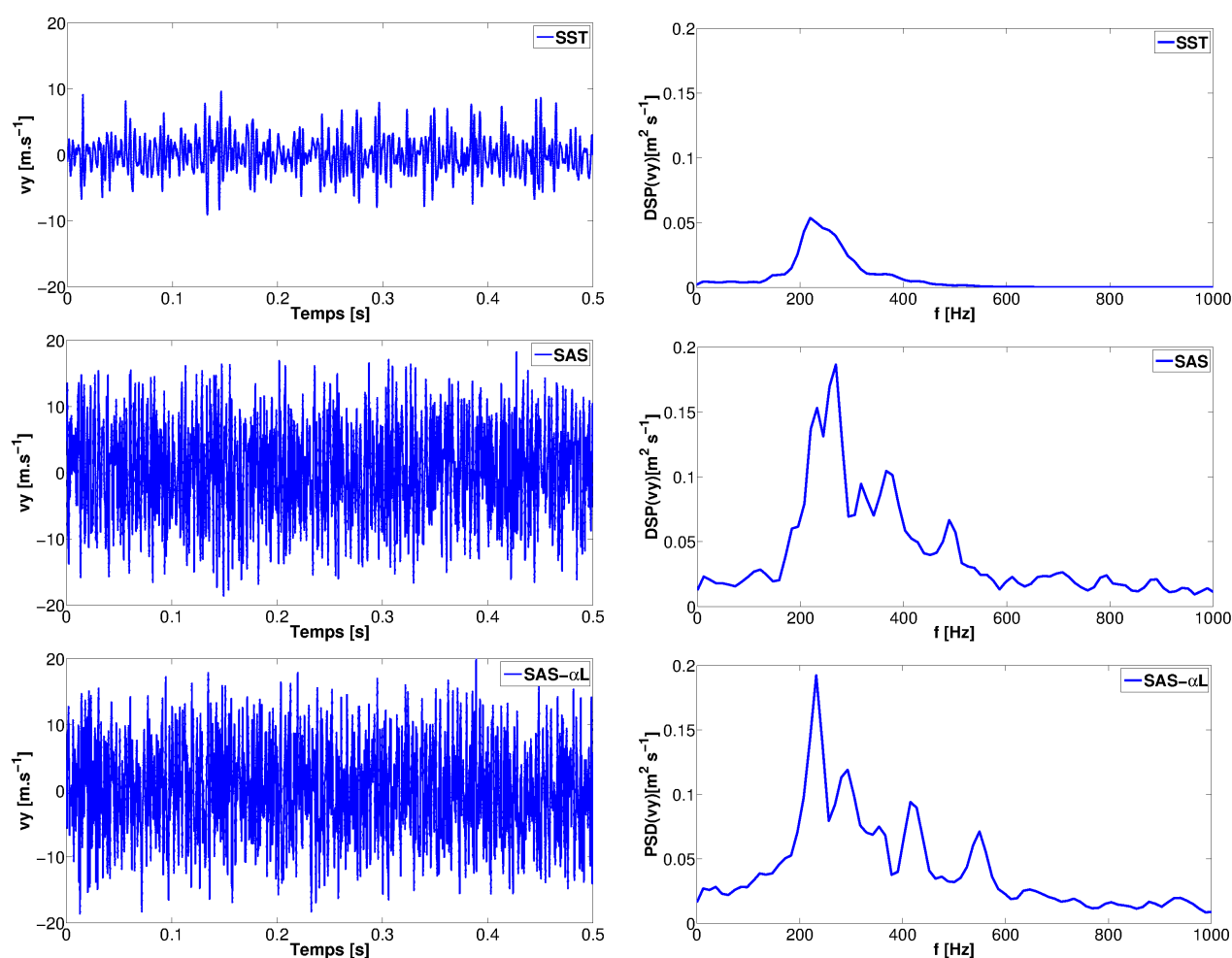


FIGURE A.44 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_{19} et DSP correspondant

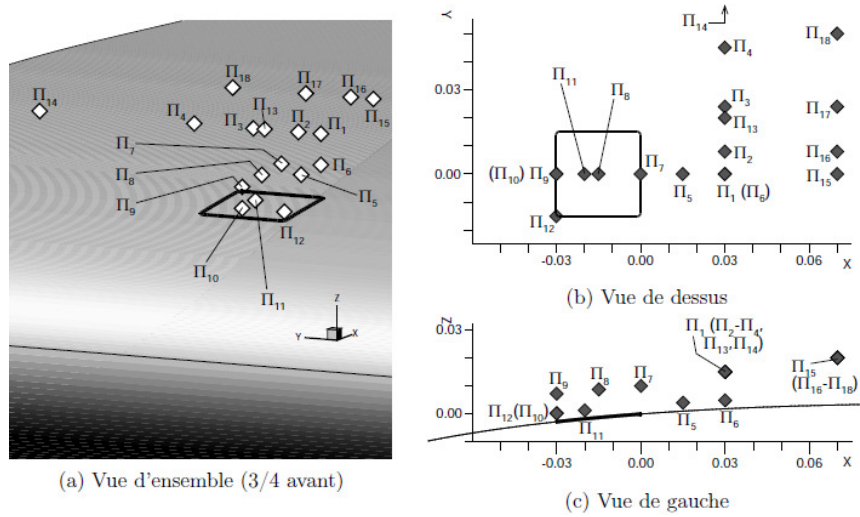


FIGURE A.45 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

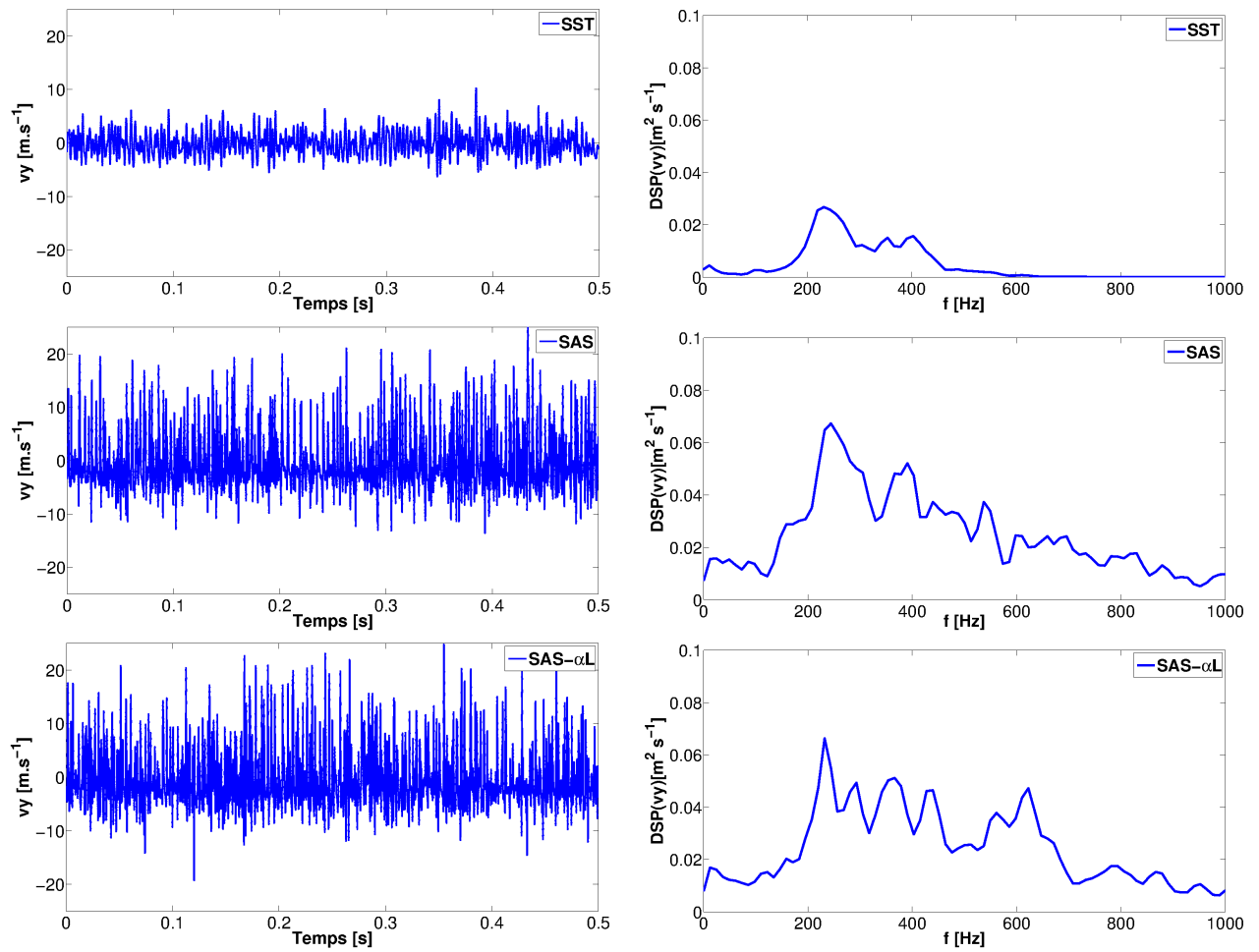


FIGURE A.46 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_{20} et DSP correspondant

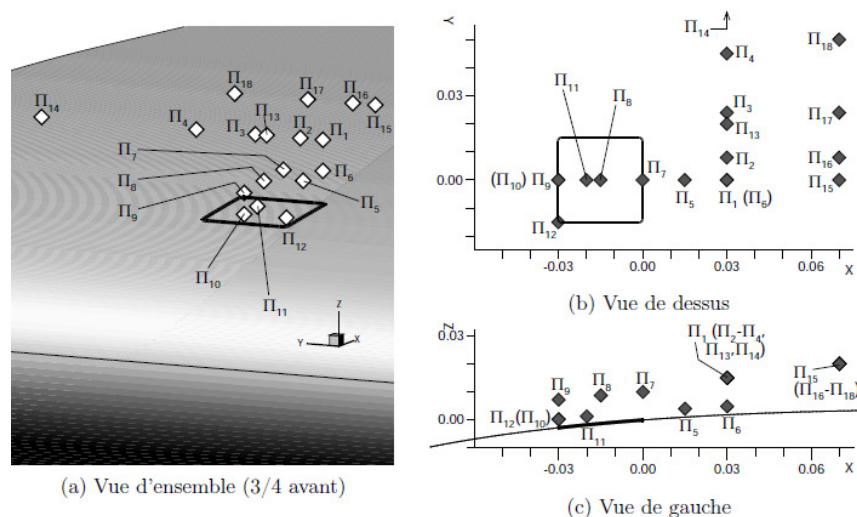


FIGURE A.47 – Jet : Localisation des points de mesure où a été réalisée l'analyse spectrale LDA et fil chaud : (a) vue d'ensemble, (b) vue de dessus et (c) vue de gauche (Albugues 2005)

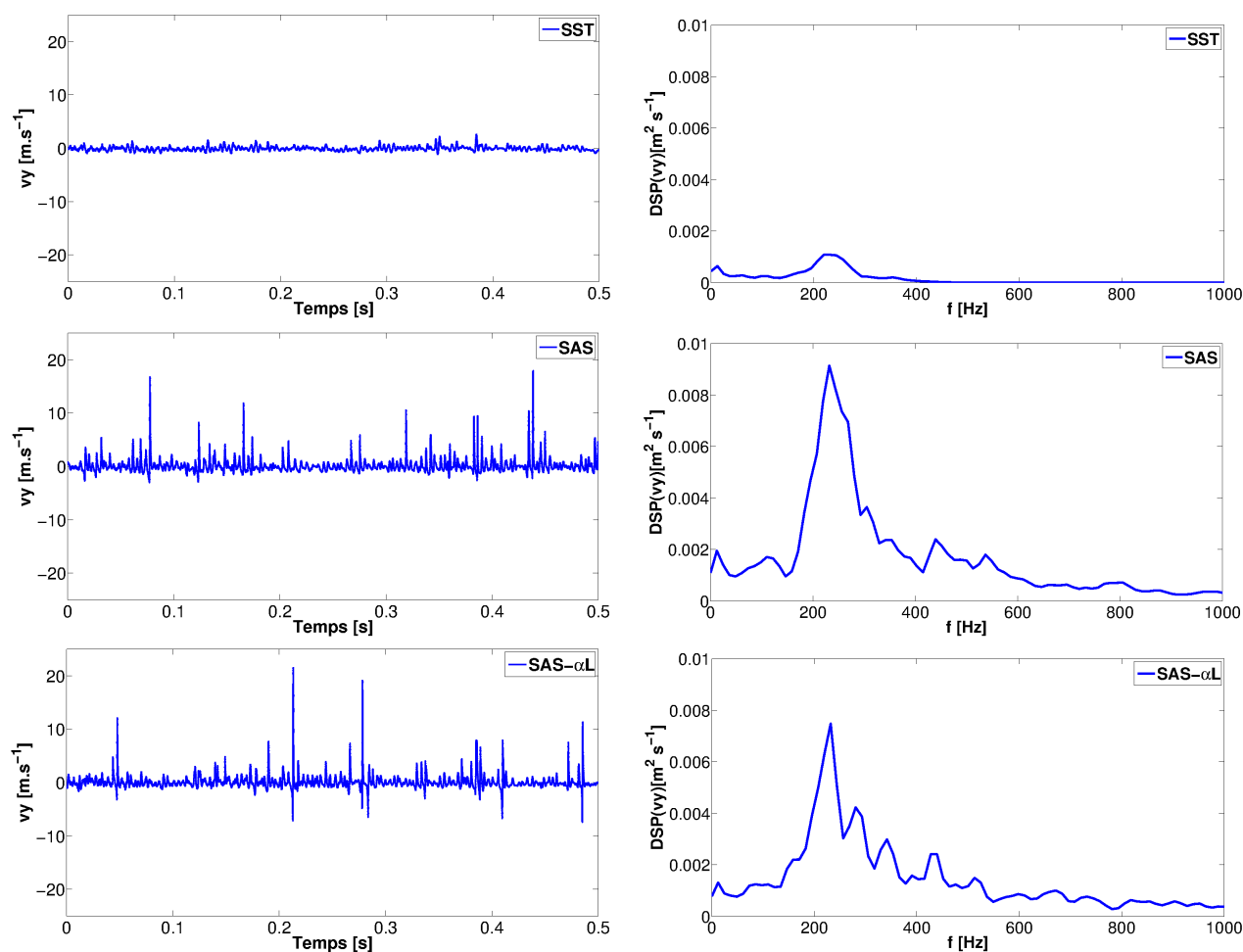
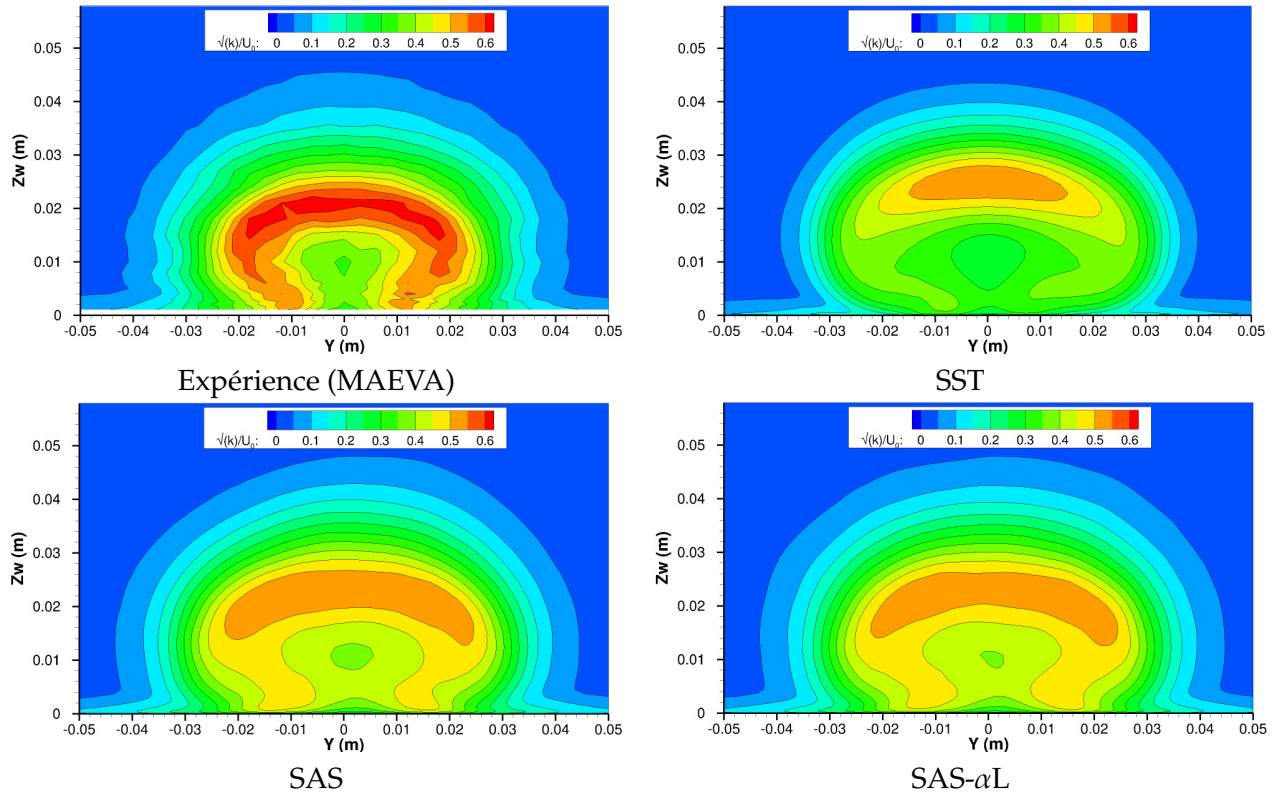
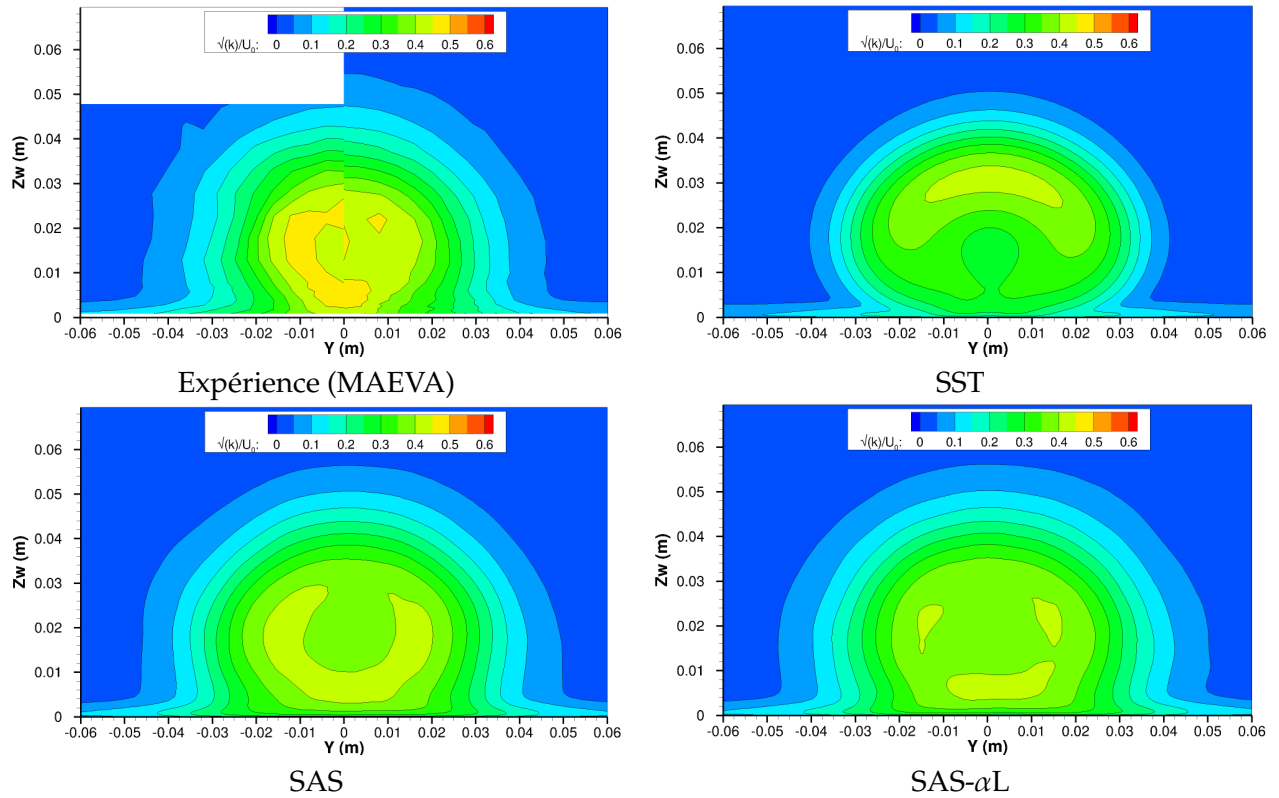


FIGURE A.48 – Jet : composante transverse de vitesse au point Π_{21} et DSP correspondant

FIGURE A.49 – Comparaison des champs d'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan $x = 0,03m$ FIGURE A.50 – Comparaison des champs d'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan $x = 0,07m$

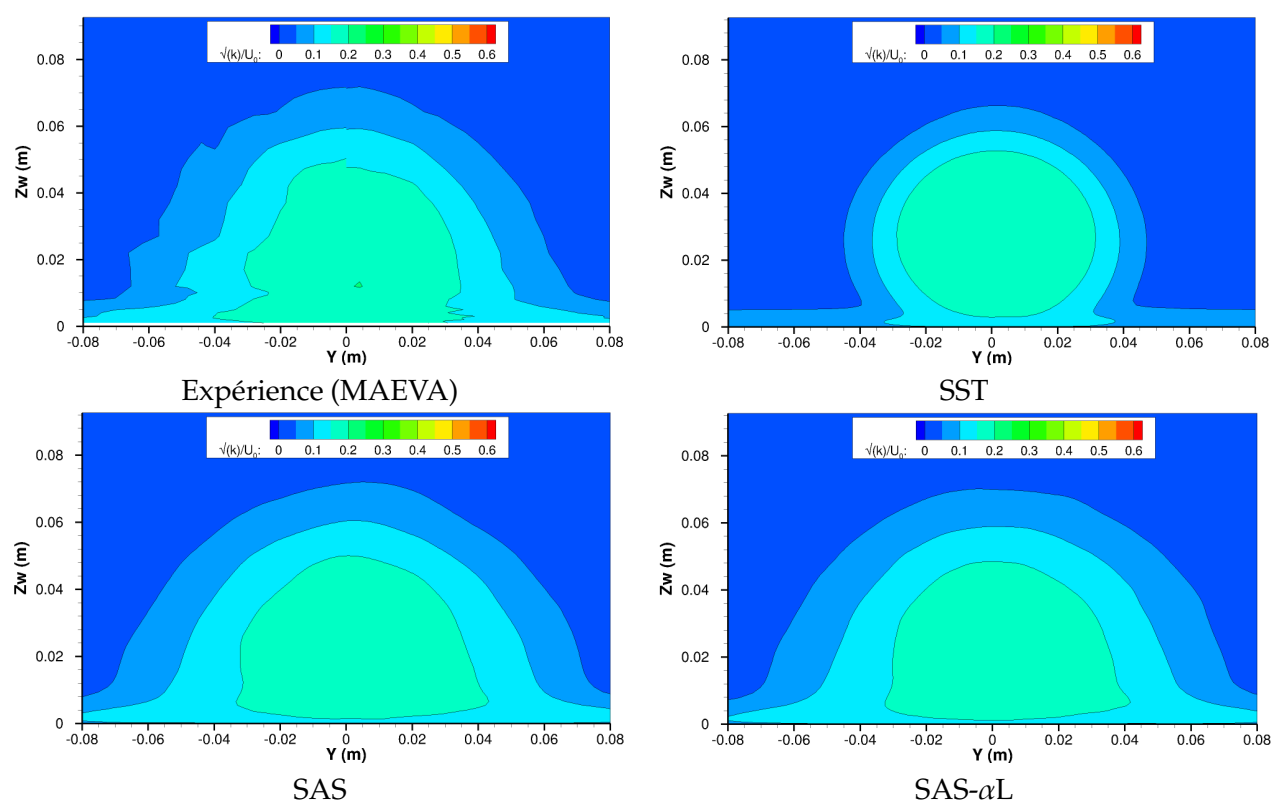


FIGURE A.51 – Comparaison des champs d'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan $x = 0,24\text{m}$

BIBLIOGRAPHIE

- S. Acharya, M. Tyagi, et A. Hoda. Flow and heat transfer predictions for film-cooling flows. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Annals of the New York Academy of Sciences*, 934 :110–125, 2000. (Cité page 159.)
- S. Acharya, M. Tyagi, A. Hoda, et F. Muldoon. From RANS to DNS : application to film cooling. *Proceedings of the 26th National Conference on Fluid Mechanics & Fluid Power*, IIT, Kharagpur, India, December 1999. (Cité page 159.)
- E. Achenbach. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(4) :625–639, 1968. (Cité pages 88 et 112.)
- E.W. Adams et J.P. Johnston. Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 1 : Pressure and turbulence quantities. *Experiments in Fluids*, 6 :400–408, 1988a. (Cité page 124.)
- E.W. Adams et J.P. Johnston. Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure. Part 2 : Reattachment length and wall shear stress. *Experiments in Fluids*, 6 :493–499, 1988b. (Cité page 124.)
- R.J. Adrian. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids*, 19(041301), 2007. (Cité page 19.)
- D. Afchain, P. Brousseau, M. Frugier, et G. Rancarani. La soufflerie F2 du centre du Fauga-Mauzac. *T. P. Office National d'Etudes et Recherches Aéronautiques 1983-139, AAAF 20^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée*, Novembre 1983. (Cité page 161.)
- AGARD-AR-345. A selection of test cases for the validation of large-eddy simulations of turbulent flows, 1998. (Cité pages 84 et 87.)
- K. Akselvoll et P. Moin. Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 315 :387–411, 1996. (Cité page 17.)
- L. Albugues. *Analyse expérimentale et numérique d'un jet débouchant dans un écoulement transverse*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2005. (Cité pages 156, 157, 159, 160, 161, 162, 163, 166, 167, 232, 233, 234, 235, 236, 237 et 238.)
- J. Alvarez, W.P. Jones, et R. Seoud. Predictions of momentum and scalar fields in a jet in cross-flow using first and second order turbulence closures. *Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow*, CP-534, AGARD, pages 24.1–24.10, April 1993. (Cité page 159.)
- J.D. Anderson. *Computational Fluid Dynamics : The Basics with Applications*. McGraw-Hill, 1995. (Cité page 189.)
- J. Andreopoulos. On the structure of jets in a crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 157 :163–197, 1985. (Cité pages 157, 159, 160 et 166.)
- J. Andreopoulos et W. Rodi. Experimental investigation of jets in a crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 138 :93–127, 1985. (Cité page 159.)

- R.M. Ashworth. Prediction of acoustic resonance phenomena for weapon bays using detached eddy simulation. *The Aeronautical Journal*, 85 :631–638, 2005. (Cité pages 135, 136, 139, 145, 147, 148, 149 et 150.)
- S. Aubrun, P.L. Kao, et H.C. Boisson. Experimental Coherent Structures Extraction and Numerical Semi-Deterministic Modelling in the Turbulent Flow Behind a Backward-Facing Step. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 22 :93–101, 2000. (Cité page 124.)
- B. Aupoix. ATAC : Amélioration des modèles de turbulence pour prévoir l'écoulement dans la tuyère et sur l'arrière-corps. Rapport Technique RT 64/00144 DAFE/DMAE, ONERA, Mai 2001. (Cité page 33.)
- B. Aupoix. *Introduction to Statistical One-Point Closures*. Ecole de Mécanique des Fluides Numériques, Oléron, June 2009. (Cité pages 20, 22 et 27.)
- P.R. Bandyopadhyay. Instabilities and Large Structures in Reattaching Boundary Layers. *AIAA Journal*, 29 :1149–1155, 1991. (Cité page 123.)
- J.E. Bardina, P.G. Huang, et T.J. Coakley. Turbulence modelling validation, testing and development. Rapport Technique 110446, NASA, April 1997. (Cité page 29.)
- T. Barth. *Numerical methods for conservation laws on structured and unstructured meshes*. VKI Lecture Series, March 2003. (Cité page 194.)
- D. Basu, A. Hamed, et K. Das. DES and Hybrid RANS/LES models for unsteady separated turbulent flow predictions. 43rd *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA-2005-0503, Reno, Nevada, USA, January 2005. (Cité pages 136 et 139.)
- P. Batten, U. Goldberg, et S. Chakravarthy. LNS - An approach towards embedded LES. 40th *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, USA, 2002. Special Session on Alternative LES and Hybrid RANS/LES (Invited Paper). (Cité page 37.)
- P. Batten, U.C. Goldberg, et S.R. Chakravarthy. Sub-Grid Turbulence Modeling for Unsteady Flow with Acoustic Resonance. 38th *Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 00-0473, Reno, Nevada, USA, 2000. (Cité page 37.)
- P. Baudan et P. Moin. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at subcritical Reynolds numbers. Rapport Technique Report TF-62, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, CA, 1994. (Cité page 17.)
- O. Baysal, G.W. Yen, et K. Fouladi. Navier-Stokes Computations of Cavity Aeroacoustics With Suppression Devices. *Journal of Vibration and Acoustics*, 116(1) :105–112, 1994. (Cité page 139.)
- J.S. Bendat et A.G. Piersol. *Random Data Analysis and Measurement Procedures*. John Wiley & Sons, INC, 2000. Wiley series in probability and statistics. Third Edition. (Cité pages 68, 69, 71 et 74.)
- J.P. Bonnet, R. Manceau, et E. Lamballais. *Phénoménologie des écoulements turbulents*. 12^{ème} école de printemps de mécanique des fluides, Juin 2011. (Cité pages 13 et 15.)
- C.J. Borland. Numerical prediction of the unsteady flowfield in an open cavity. 10th *Fluid & Plasmadynamics Conference*, AIAA Paper 77-673, Albuquerque, New Mexico, USA, June 1977. (Cité page 136.)
- J. Boussinesq. Essai sur la théorie des eaux courantes. *Mémoire des Savants étrangers Académie des Sciences Paris*, XXVIII, 1877. (Cité page 22.)
- P. Bradshaw, B.E. Launder, et J.L. Lumley. Collaborative testing of turbulence models. 29th *Aerospace Sciences Meeting*, 91-0215, Reno, Nevada, January 1991. (Cité page 23.)

- M. Braza. The Direct Numerical Simulation at the service of turbulence modelling methodologies for unsteady aerodynamics flows. *ECCOMAS 2000 congress, Advances in Turbulence*, Barcelona, 2000. (Cité page 38.)
- V. Brederode et P. Bradshaw. Influence of the side walls on the turbulent centerplane boundary layer in a square duct. *Journal of Fluids Engineering*, 100 :91–96, 1978. (Cité page 124.)
- M. Breuer. A challenging test case for large eddy simulation : high Reynolds number circular cylinder flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21 :648–654, 2000. (Cité pages 84 et 88.)
- G.L. Brown et A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing-layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(4) :775–816, 1974. (Cité pages 20 et 76.)
- V. Brunet et S. Deck. Zonal Detached Eddy Simulation of Transonic Buffet on a Civil Aircraft Type Configuration. 38th *Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, AIAA Paper 2008-4152, Seattle, 2008a. (Cité page 37.)
- V. Brunet et S. Deck. Zonal-Detached Eddy Simulation of Transonic Buffet on a Civil Aircraft Type Configuration. *Advances in Hybrid RANS/LES Modelling, NNFM97*, pages 182–191. S.-H. Peng and W. Haase, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008b. (Cité page 37.)
- Y. Brunet et J.-N. Blanchard. Structures stationnaires formées par la rencontre d'un jet et d'un écoulement transverse. *C.R. Académie Sciences Paris*, 328 :271–276, 2000. Série II b. (Cité page 157.)
- H. Bézard. Optimisation of two-equation turbulence models. *Eighth European Turbulence Conference*, Advances in Turbulence, page 978. C. Dopazo, Barcelona, 2000. (Cité page 27.)
- H. Bézard et T. Daris. A new $k_\theta - k_\theta l_\theta$ turbulence model for heat flux predictions. *Third International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, pages 1091–1096. N. Kasagi and J. K. Eaton and R. Friedrich and J.A.C. Humphrey and M.A. Leschizner and T. Miyauchi, Sendai, Japan, June 2003. (Cité page 25.)
- H. Bézard, D. Donjat, P. Viguier, J.C. Jouhaud, et S. Bocquet. Projet ASTHER - Analyse et Simulation des jets débouchants et de leur impact THERmique. Rapport Technique RF 2/15118 DMAE, ONERA, Décembre 2012. (Cité page 160.)
- L. Cambier. The *elsA* project. 1st *ONERA-DLR Aerospace Symposium*, Paris, June 1999. (Cité page 58.)
- L. Cambier, D. Darracq, M. Gazaix, P. Guillen, C. Jouet, et L.L. Toullec. Amélioration récentes du code de calcul d'écoulements compressibles FLU3M. 77th *AGARD FDP Symposium, Progress and Challenges in CFD Methods and Algorithms*, Seville, Spain, June 1995. (Cité page 58.)
- L. Cambier et M. Gazaix. *elsA* : An Efficient Object-Oriented Solution to CFD Complexity. 40th *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2002-0108. (Cité page 58.)
- L. Cambier et J.-P. Veuillot. Status of the *elsA* CFD Software for Flow Simulation and Multidisciplinary Applications. 46th *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2008-664, Reno, Nevada, USA, January 2008. (Cité page 58.)
- B. Cantwell et D. Coles. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 136 :321–374, 1983. (Cité page 87.)
- S. Carpy. *Contribution à la modélisation stationnaire de la turbulence. Modélisation URANS et hybride RANS/LES*. PhD thesis, Université de Poitiers / Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2006. (Cité page 126.)

- S. Carpy et R. Manceau. Turbulence modelling of statistically periodic flows : synthetic jet into quiescent air. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(5) :756–767, 2006. (Cité page 126.)
- B. Caruelle. *Simulations d'écoulements instationnaires turbulents en aérodynamique : application à la prédiction du phénomène de tremblement*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000. (Cité page 34.)
- P. Catalano, M. Wang, G. Iaccarino, et P. Moin. Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24 :463–469, 2003. (Cité pages 84, 88, 102, 113, 117 et 118.)
- J.B. Cazalbou et P. Bradshaw. Turbulent transport in wall-bounded flows. Evaluation of model coefficients using direct numerical simulation. *Physics of Fluids*, 5(12) :3233–3239, 1993. (Cité page 26.)
- B. Chaouat et R. Schiestel. A new partially integrated transport model for subgrid-scale stresses and dissipation rate for turbulent developing flows. *Physics of Fluids*, 17(6) :1–19, 2005. (Cité pages 40 et 42.)
- D.R. Chapman. Computational Aerodynamics. Development and Outlook. *AIAA Journal*, 20 : 33–38, January 1979. (Cité page 18.)
- P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès-Editions, 2000. (Cité pages 12, 22, 25 et 77.)
- K.Y. Chien. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds number turbulence model. *AIAA Journal*, 20 :33–38, 1982. (Cité page 27.)
- G. Comte-Bellot et S. Corrsin. Simple Eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid generated isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(2) :273–337, 1971. (Cité page 33.)
- R.W. Mac Cormack et A.J. Paullay. Computational efficiency achieved by time splitting of finite difference operators. 10th *Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 72-154, San Diego, California 1972. (Cité page 189.)
- J. Cousteix. *Turbulence et Couche Limite*. Cépaduès-Editions, 1989. (Cité page 38.)
- J. Cousteix, V. Saint-Martin, R. Messing, H. Bézard, et B. Aupoix. Development of the $k - \varphi$ turbulence model. 11th *Symposium on Turbulent Shear Flows*, Institut National Polytechnique, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, September 1997. (Cité page 25.)
- B.I. Davidov. On the statistical dynamics of an incompressible fluid. *Doklady AN. SSSR*, 136 :47, 1961. (Cité page 25.)
- L. Davidson. LESFOIL : a European Project on Large Eddy Simulation around High Lift Airfoil at high Reynolds Number. *European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering*, Barcelona, 2000. (Cité pages 19 et 31.)
- L. Davidson. The SAS model : A turbulence model with controlled modelled dissipation. 20th *Nordic Seminar on Computational Mechanics*, pages 1–4, Götteborg, November 2007. (Cité page 47.)
- L. Davidson, D. Cokljat, J. Fröhlich, M. Leschziner, et C. Mellen. LESFOIL : Large Eddy Simulation of Flow Around a High Lift Airfoil. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Volume 83, Community Research in Aeronautics*. Springer, 2003. (Cité page 19.)
- P.A. Davidson. *Turbulence. An introduction for scientists and engineers*. Oxford university press, 2004. (Cité page 12.)

- M.J.C. de Henshaw. M219 cavity case. Verification and validation data for computational unsteady aerodynamics. Rapport Technique RTO-TR-26,AC/323(AVT)TP/19, QinetiQ, 2000. (Cité pages 6, 7, 135, 136, 139 et 142.)
- S. Deck. *Simulation numérique des charges latérales stationnaires sur des configurations de lanceur*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2002. (Cité page 34.)
- S. Deck. Numerical Simulation of Transonic Buffet over a Supercritical Airfoil. *AIAA Journal*, 43(7) :1556–1566, 2005a. (Cité page 37.)
- S. Deck. Zonal Detached Eddy Simulation of the Flow around a High-Lift Configuration. *AIAA Journal*, 43(11) :2372–2384, 2005b. (Cité page 37.)
- S. Deck, P. Champigny, E. Garnier, P. Guillen, R. Thepot, et A. Vuillerme. Numerical Simulations of Flow Induced Unsteady Loads on Flight Vehicles. *RTO-MP-AVT-123 Symposium*, Budapest, Hungary, 2005. paper 6. (Cité pages 106 et 200.)
- S. Deck et P. Thorigny. Unsteadiness of an Axisymmetric Separating/Reattaching Flow : Numerical Investigation. *Physics of Fluids*, 19(6), 2007. (Cité pages 37 et 128.)
- F. Delcayre. *Etude par simulation des grandes échelles d'un écoulement décollé : la marche descendante*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1999. (Cité pages 17, 18, 78, 79, 122, 123 et 129.)
- A.O. Demuren. Numerical calculations of steady three-dimensional turbulent jets in cross flow. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 37(3) :309–328, 1983. (Cité page 163.)
- D. Després. *Analyse physique et modélisation des instationnarités dans les écoulements d'arrière-corps transoniques*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 2003. (Cité page 38.)
- D.M. Driver et H.L. Seegmiller. Features of a reattaching turbulent shear layer. *AIAA Journal*, 23(2) :345–356, 1985. (Cité pages 6, 48, 49, 53, 121, 124, 125, 126, 127, 130, 131, 133 et 184.)
- J.K. Eaton et J.P. Johnston. Turbulent Flow Reattachment : an Experimental Study of the Flow and Structure behind a Backward-Facing Step. Rapport Technique MD-41, Stanford University, 1980. (Cité page 124.)
- J.M.K. Eaton. Summary of Computations for Predictive Cases - Modified Backward-Facing Step Flows. 1980-81 AFOSR-HTMM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows : Comparison of Computation and Experiments, Stanford University, Stanford, California, 1981. (Cité page 124.)
- Y. Egorov et F.R. Menter. *Development and application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project*. S.H. Peng and W. Haase, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. (Cité pages 45 et 84.)
- Y. Egorov, F.R. Menter, R. Lechner, et D. Cokljat. The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part II : Application to Complex Flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85 :139–165, 2010. (Cité pages 47 et 48.)
- A. Fadaei-Ghotbi. *Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybrides RANS-LES*. PhD thesis, Université de Poitiers - Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2007. (Cité pages 41 et 129.)
- R.E. Falco. Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 20(124), 1977. (Cité page 19.)
- J.H. Ferziger et M. Perić. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 2002. Third Edition. (Cité page 189.)
- N. Forestier, P. Geffroy, et L. Jacquin. Flow over cavities in transonic regime : a test case for numerical simulations. 1st International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Santa Barbara, September 1999. (Cité page 136.)

- T.F. Fric et A. Roshko. Vortical structure in the wake of a transverse jet. *Journal of Fluids Mechanics*, 279 :1–47, 1994. (Cité pages 157, 158 et 159.)
- J. Fröhlich et D. von Terzi. Hybrid RANS/LES methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 44 :349–377, 2008. (Cité page 32.)
- M. Gazaix, A. Jollès, et M. Lazareff. The elsA object-oriented computational tool for industrial applications. *23rd of ICAS*, Toronto, Canada, September 2002. (Cité pages 58 et 60.)
- C.W. Gear. Algorithm 407-DIFSUB for the solution of ordinary differential equations. *Commun. ACM*, 14(3) :185–190, 1971. (Cité page 198.)
- M. Gibson et A.A. Daffa'Alla. Two-equation model for turbulent wall flows. *AIAA Journal*, 33 (8) :1598–1605, 1994. (Cité page 25.)
- S.S. Girimaji. Partially-Averaged Navier-Stokes Model for Turbulence : A Reynolds-Averaged Navier-Stokes to Direct Numerical Simulation Bridging Method. *Journal of Applied Mechanics*, 73 :413–421, May 2006. (Cité pages 39 et 40.)
- S.S. Girimaji et K.S. Abdol-Hamid. Partially-Averaged Navier-Stokes model for turbulence : implementation and validation. *43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA paper 2005-502, Reno, Nevada, USA, 2005. (Cité page 39.)
- S.S. Girimaji, E. Jeong, et R. Srinivasan. Partially-Averaged Navier-Stokes Model for Turbulence : Fixed Point Analysis and Comparison with Unsteady Partially Averaged Navier-Stokes. *Journal of Applied Mechanics*, 73 :422–429, May 2006. (Cité page 39.)
- S.S. Girimaji, S. Srinivasan, et E. Jeong. PANS turbulence model for seamless transition between RANS and LES : fixed-point analysis and preliminary results. *4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference*, FEDSM2003-45336, pages 1901–1909, Honolulu, Hawaii, USA, 2003. (Cité page 39.)
- X. Gloerfelt. *Cavity Noise*. VKI Lectures, Aerodynamic noise from wall-bounded flows, von Kármán Institute, 2009. (Cité page 137.)
- S.K. Godunov. A Finite Difference Method for the Numerical Computation of Discontinuous Solutions of the Equations of Fluid Dynamics. *Math. Sbornik*, 47 :271–290, 1960. Translated as U.S. Dept. of Commerce JPRS 7225. (Cité page 192.)
- S.M. Grace. An overview of computational aeroacoustic techniques applied to cavity noise prediction. *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2001-0510, Reno, Nevada, USA, January 2001. (Cité pages 136 et 139.)
- A.N. Gulayev, V. Ye Kozlov, et A.N. Secundov. A universal one-equation model for turbulent viscosity. *Fluid Dynamics*, 28(4) :485–494, 1993. (Cité pages 23 et 33.)
- D. Guénot. *Simulation des effets instationnaires à grande échelle dans les écoulements décollés*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2004. (Cité pages 76 et 102.)
- H. Ha Minh. *Décollement provoqué d'un écoulement turbulent incompressible*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1975. (Cité page 124.)
- H. Ha Minh. La modélisation statistique de la turbulence : ses capacités et ses limitations . *Compte-Rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, 327 :343–358, 1999. Série 2b. (Cité page 38.)
- H. Ha Minh et A. Kourta. Semi-Deterministic Turbulence Modelling for Flows Dominated by Strong Organized Structures. *9th Turbulent Shear Flows Symposium*, Kyoto, Japan, August 1993. (Cité page 38.)

- W. Haase, M. Braza, et A. Revell. *DESider - A European Effort on Hybrid RANS-LES Modelling*, volume 103. Springer, 2009. (Cité pages 36, 37 et 140.)
- X. Han, S. Krajnović, et B. Basara. Study of active flow control for a simplified vehicle model using PANS turbulence model. *4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, Beijing, China, September 2011. (Cité page 40.)
- K. Hanjalić. *Two-dimensional asymmetric turbulent flow in ducts*. PhD thesis, University of London, 1970. (Cité page 27.)
- F. Harlow et P.I. Nakayama. Transport of turbulence energy decay. Rapport Technique LA-3854, Los Alamos Sci. Lab., University of California, 1968. (Cité page 27.)
- F.H. Harlow et P.I. Nakayama. Turbulence transport equations. *Physics of Fluids*, 10(11) :2323, 1967. (Cité page 25.)
- A. Harten. High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws. *Journal of Computational Physics*, 49 :357–393, 1983. (Cité page 193.)
- L.S. Hedges, A.K. Travin, et P.R. Spalart. Detached-Eddy simulations over a Simplified Landing Gear. *Journal of Fluids Engineering*, 124(2) :413–423, 2002. (Cité page 33.)
- H.H. Heller et D.B. Bliss. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. *2nd Aero-Acoustic Conference*, AIAA paper 75-491, Hampton, VA, March 1975. (Cité pages 137 et 138.)
- J.O. Hinze. *Turbulence. An introduction to its mechanism and theory*. Mc Graw Hill, 1959. (Cité page 12.)
- C. Hirsch. *Numerical Computation of Internal and External Flows : The Fundamental of Computational Fluid Dynamics*. Butterworth-Heinemann, 2007. Second Edition. (Cité pages 142, 189 et 195.)
- R. Houdeville et X. de Saint Victor. Hessien du nombre de Mach et des variables turbulentes. Rapport Technique /ELSA/NI-05022, ONERA/DSNA, December 2007. (Cité page 61.)
- A.T. Hsu, G. He, et Y. Guo. Unsteady simulation of a jet-in-crossflow. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 14 :41–53, 2000. (Cité page 159.)
- P.G. Huang. Validation of turbulence models - Uncertainties and measures to reduce them. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM97-3121, Vancouver, Canada, June 1997. (Cité page 29.)
- J.C.R. Hunt, A.A. Wray, et P. Moin. Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows. Rapport Technique CTR-S88 :193, Center for Turbulence Research, 1988. (Cité page 78.)
- A.K.M.F. Hussain. Coherent Structures - Reality and Myth. *Physics of Fluids*, 26(10) :2816–2850, 1983. (Cité page 77.)
- K. Isomoto et S. Honami. The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward facing step. *Journal of Fluids Engineering*, 111 :87–92, 1989. (Cité page 124.)
- W.D. James, S.W. Paris, et G.N. Malcolm. Study of viscous crossflow effects on circular cylinder at high Reynolds numbers. *AIAA Journal*, 18 :1066, 1980. (Cité page 88.)
- A. Jameson, W. Schmidt, et E. Turkel. Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping. *14th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, AIAA Paper 1981-1259, Pao Alto, California, June 1981. (Cité pages 191 et 199.)
- J. Jeong et F. Hussain. On the identification of vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, 1995. (Cité page 78.)

- G.W. Jones, J. Cincotta, et W. Walker. Aerodynamic forces on a stationary and oscillating circular cylinder at high Reynolds numbers. Rapport Technique NASA TR R-300, NASA, 1969. (Cité page 88.)
- W.P. Jones et B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301–314, 1972. (Cité pages 25 et 27.)
- W.P. Jones et P. Musonge. Closure of the Reynolds stress and scalar flux equations. *Physics of Fluids*, 31 :3589, 1988. (Cité page 159.)
- S. A. Jordan et S.A. Ragab. A Large Eddy Simulation of the near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluids Engineering*, 120 :243–252, 1998. (Cité page 88.)
- J.-C. Jouhaud, L.Y.M. Gicquel, B. Enaux, et M.-J. Esteve. Large-Eddy-Simulation Modeling for Aerothermal Predictions Behind a Jet in Crossflow. *AIAA Journal*, 45(10), October 2007. (Cité page 160.)
- S. Jovic. An Experimental Study of a Separated/Reattached Flow behind a Backward-Facing Step. $Re_H = 37000$, April 1996. NASA Technical Memorandum 110384, NASA Ames Research Center. (Cité page 125.)
- S. Jovic et D.M. Driver. Backward-facing step measurements at low Reynolds number, $Re_H = 5000$. Rapport Technique 108807, NASA, 1994. (Cité pages 14, 17 et 18.)
- H.-J. Kaltenbach, M. Fatica, R. Mittal, T.S. Lund, et P. Moin. Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 390 :151–185, 1999. (Cité page 17.)
- Y. Kamotani et I. Greber. Experiments on a turbulent jet in a cross flow. *AIAA Journal*, 10(11) : 1425–1429, 1972. (Cité page 158.)
- K. Karamcheti. Acoustic radiation from two-dimensional rectangular cutouts in aerodynamics surfaces, 1955. Technical Report, NACA. (Cité page 137.)
- G.E. Karniadakis et G.S. Triantafyllou. Three-dimensional dynamics and transition to turbulence in the wake of bluff objects. *Journal of Fluid Mechanics*, 238 :1–30, 1992. (Cité page 88.)
- R.M. Kelso, T.T. Lim, et A.E. Perry. An experimental study of round jets in cross flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 306 :111–144, 1996. (Cité page 158.)
- M. Kiya et K. Sasaki. Structure of a Turbulent Separation Bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137 : 83–114, 1983. (Cité pages 123 et 124.)
- S.J. Kline, W.C. Reynolds, R.A. Schraub, et P.W. Runstadler. The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(741), 1967. (Cité page 19.)
- T. Knacke et C. Mockett. meancalc Initial transient detection and statistical error estimation for statistically stationary random data - User manual, May 2010. (Cité page 70.)
- J.C. Kok, H.S. Dol, B. Oskam, et H. van der Ven. Extra Large Eddy Simulation of Massively Separated Flows. 42nd Aerospace Sciences Meeting/Exhibit, AIAA Paper 2004-264, Reno - Nevada - USA, 2004. (Cité page 139.)
- A.N. Kolmogorov. Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izvest. Acad. of Sci., SSSR, Physics*, 6 :56–58, 1942. (Cité page 25.)
- L.S.G. Kovasznay. Structure of the turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 10(9) :25–30, 1967. (Cité page 23.)

- S. Krajnović, S. Lárusson, E. Helgason, et B. Basara. PANS of rudimentary landing gear. 6th *Theoretical Fluid Mechanics Conference*, AIAA Paper AIAA-2011-3109, Honolulu, June 2011. (Cité page 40.)
- A.G. Kravchenko et P. Moin. Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re_D = 3900$. *Physics of Fluids*, 12(2) :403–417, 2000. (Cité page 17.)
- V. Krishnan et K.D. Squires. Prediction of the flow around a circular cylinder at high Reynolds number. 44th *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2006-901, Reno, Nevada, USA, January 2006. (Cité page 88.)
- A. Krothapalli, L. Lorencio, et J. Buchlin. On the separated flow upstream of a jet in a cross flow. 27th *Aerospace Sciences Meeting*, Paper 89-571, Reno, Nevada, January 1989. (Cité page 159.)
- E. Lamballais. *Simulation numérique de la turbulence dans un canal plan tournant*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996. (Cité page 77.)
- L. Larchevêque. *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au-dessus d'une cavité*. PhD thesis, Université Paris VI, 2003. (Cité pages 139 et 142.)
- L. Larchevêque, P. Sagaut, H. Le, et P. Comte. Large-eddy simulation of a compressible flow in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 301 : 265–301, 2004. (Cité page 136.)
- W.C. Lasher et D.B. Taulbee. On the computation of turbulent backstep flow. *Journal of Heat and Fluid Flow*, 13 :30–40, 1992. (Cité pages 124 et 129.)
- B.E. Launder et B.I. Sharma. Application of energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1 :131–138, 1974. (Cité page 27.)
- M. Lazareff, A.-M. Vuillot, et L. Cambier. *elsA Theoretical Manual*. ONERA/DSNA, 2009. Ref. /ELSA/STB-97020. (Cité page 186.)
- H. Le et P. Moin. Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step. Rapport Technique Report TF-58, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, CA, 1994. (Cité pages 17 et 18.)
- H. Le, P. Moin, et J. Kim. Direct Numerical Simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, 330 :349–374, 1997. (Cité pages 14 et 123.)
- S. Leicher. Hybrid RANS/LES modelling of flows with large separated regions. *Proceedings of the KATnet II Conference on Key Aerodynamic Technologies*, May 2009. (Cité page 139.)
- M. Lesieur. *Turbulence in Fluids*. Kluwer, 1997. Third Edition. (Cité pages 12 et 77.)
- M. Lesieur, O. Métais, et P. Comte. *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge, 2005. (Cité page 14.)
- R.J. LeVeque. Birkhäuser, 1992. Lectures in Mathematics, ETH Zürich. (Cité page 189.)
- R.J. LeVeque. *Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems*. Cambridge Texts in Applied Mathematics, 2002. (Cité page 189.)
- D.K. Lilly. On the application of the eddy viscosity concept in the inertial sub-range of turbulence. Rapport Technique NCAR 123, National Center of Atmospheric Research, 1966. (Cité page 52.)
- M.-S. Liou. A continuing search for a near-perfect numerical flux scheme. Rapport Technique Technical Memorandum 106524, NASA, 1994. (Cité page 196.)

- M.-S. Liou. Progress towards an improved CFD method : AUSM+. 12th *Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA-95-1701-CP, San Diego, California, June 1995. (Cité pages 196 et 197.)
- M.-S. Liou et C.J. Steffen. A new flux splitting scheme. *Journal of Computational Physics*, 107 : 23–39, 1993. (Cité page 195.)
- J.L. Lumley. Whither turbulence ? turbulence at the crossroads. *Lecture Notes in Physics*, volume 357. Springer-Verlag, 1990. (Cité page 77.)
- J. Ma, S.-H. Peng, L. Davidson, et F. Wang. A low Reynolds number variant of Partially-Averaged Navier-Stokes model for turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32 :652–669, 2011. (Cité page 40.)
- Y. Maciel. *Etude expérimentale de l'écoulement cisaillé, turbulent et fortement tridimensionnel autour de l'aile en flèche GARTEUR AD (AG07)*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Octobre 1994. (Cité page 161.)
- R. Manceau. *Modélisation statistique de la turbulence*. Ecole de Mécanique des Fluides Numériques, Roscoff, Juin 2007. (Cité page 22.)
- R.J. Margason. Fifty years of jet in cross flow research. *Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow*, pages 1.1 – 1.41. April 1993. CP-534, AGARD. (Cité page 157.)
- J.G. Marvin et P.G. Huang. Turbulence modelling - Progress and future outlook. 15th *International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*, June 1996. (Cité page 29.)
- I. Mary et P. Sagaut. Large Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil Near Stall. *AIAA Journal*, 40(6) :1139–1145, June 2002. (Cité page 19.)
- D.J. Maul et L.F. East. Three-dimensional flow in cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 16 :620–632, 1963. (Cité pages 136 et 139.)
- P.W. McDonald. The computation of transonic flow through two-dimensional gas turbine cascades. *Gas Turbine Conference and Products Show*, Paper 71-GT-89, Houston, Texas, January 1971. (Cité page 189.)
- O.J. McMillan et J.H. Ferziger. Direct testing of subgrid-scale models. *AIAA Journal*, 17 :1340–1346, 1979. (Cité page 16.)
- C.P. Mellen, J. Fröhlich, et W. Rodi. Lessons from LESFOIL Project on Large-Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil. *AIAA Journal*, 41(4) :573–581, April 2003. (Cité page 19.)
- F.R. Menter. Influence of freestream values on $k - \omega$ turbulence model predictions. *AIAA Journal*, 30(6) :1657–1659, 1992. (Cité page 28.)
- F.R. Menter. Eddy viscosity transport equations and their relation to the $k - \varepsilon$ model. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 119 :876–884, 1994a. (Cité page 43.)
- F.R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994b. (Cité pages 28, 29, 33 et 52.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. Advances in turbulence modelling for unsteady flows. 43rd *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2005-1095, Reno, Nevada, January 2005a. (Cité page 45.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. Revisiting the turbulent scale equation. *Proceedings of IUTAM Symposium "One hundred years of boundary layer research"*, Göttingen, 2005b. Springer. (Cité pages 45 et 88.)

- F.R. Menter et Y. Egorov. SAS Turbulence Modelling of Technical Flows. *DLES 6 - 6th ERCOFTAC Workshop on Direct and Large Eddy Simulation*, Poitiers, 2005c. (Cité page 89.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. Turbulence models based on the length-scale equation. *Fourth International Symposium on Turbulent Shear Flow Phenomena*, pages 941–946, 2005d. Paper TSP4-268. (Cité pages 45 et 84.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. ANSYS internal report 1 - Description of SST-SAS model. Rapport Technique ACP8-GA-2009-233710-ATAAC, ANSYS, September 2009a. (Cité pages 45 et 46.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. ANSYS internal report 2 - Description of SST-SAS model. Rapport Technique ACP8-GA-2009-233710-ATAAC, ANSYS, September 2009b. (Cité pages 45 et 46.)
- F.R. Menter et Y. Egorov. The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part I : Theory and Model Description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85 : 113–138, 2010. (Cité pages 6, 47, 121, 125 et 139.)
- F.R. Menter, A. Garbaruk, P. Smirnov, D. Cokljat, et F. Mathey. Scale-Adaptive Simulation with Artificial Forcing. *Third Symposium on Hybrid RANS/LES Methods*, Gdansk, Poland, June 2009. (Cité pages 5, 6, 48, 121, 125 et 126.)
- F.R. Menter et M. Kuntz. Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*, volume 19. R. McCallen, F. Browand and J. Ross, Springer, 2004. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics. (Cité pages 34, 35, 43 et 44.)
- F.R. Menter, M. Kuntz, et R. Bender. A Scale-Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Predictions. 41st *Aerospace Science Meeting & Exhibit*, AIAA Paper 2003-0767. (Cité pages 5, 38, 43, 45, 88, 89, 91 et 200.)
- B. Michel et N. Lantos. High Order MUSCL Interpolation. Rapport technique, ONERA, 2010. Communication privée. (Cité pages 106, 129 et 197.)
- V. Michelassi et T.H. Shih. Low Reynolds number two-equation modeling of turbulent flows, May 1991. Technical Memorandum 104368, NASA. (Cité page 27.)
- R. Mittal et S. Balachandar. Effect on the three-dimensionality on the lift and drag of nominally two two-dimensional cylinders. *Physics of Fluids*, 7(8) :1841–1865, 1995. (Cité page 88.)
- R. Mittal et P. Moin. Suitability of upwind-based schemes for large-eddy simulation of turbulent flow. *AIAA Journal*, 35(8) :1415–1417, 1997. (Cité page 17.)
- C. Mockett, T. Knacke, et F. Thiele. Detection of initial transient and estimation of statistical error in time-resolved turbulent flow data. 8th *International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, Marseille, France, 2010. (Cité pages 70, 71, 72 et 143.)
- P. Moin et K. Mahesh. Direct numerical simulation : A tool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30 :539–578, 1998. (Cité page 14.)
- M.V. Morkovin. Flow around circular cylinders ; a kaleidoscope of challenging fluid phenomena. *ASME Symposium on Fully Separated Flow*, pages 102–118, Philadelphia, 1964. SIAM. (Cité page 85.)
- J.M. Moschetta. *Aérodynamique - Introduction à la résolution numérique des équations d'Euler*. SU-PAERO, 1996. (Cité page 194.)
- H.K. Myong et N. Kasagi. A new approach to the improvement of $k - \varepsilon$ turbulence model for wall-bounded shear flows. *JSME International Journal*, 33 :63–72, 1990. (Cité page 27.)

- Y. Nagano et M. Tagawa. An improved $k - \varepsilon$ model for boundary layer flows. *Journal of Fluids Engineering Transactions of the ASME*, 112 :33–39, 1990. (Cité page 27.)
- F.M. Najjar et S.P. Vanka. Effects of intrinsic three-dimensionality on the drag characteristics of a normal flat plate. *Physics of Fluids*, 7(10) :2516–2518, 1995. (Cité page 88.)
- F. Nicoud et F. Ducros. Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62 :183–200, 1999. (Cité page 46.)
- N. Nikitin, F. Nicoud, B. Wasistho, K. Squires, et P.R. Spalart. An Approach to Wall Modeling in Large-Eddy Simulations. *Physics of Fluids*, 12(7) :1629–1632, 2000. (Cité page 36.)
- M.C. Ong, T. Utne, L.E. Holmedal, D. Myrhaug, et B. Pettersen. Numerical simulation of flow around smooth circular cylinder at very high Reynolds number. *Marine Structures*, 22 :142–153, 2009. (Cité page 88.)
- J. Öst et S. Krajnović. Simulation of flow around a simplified train model with a drag reduction device using Partially Averaged Navier Stokes. 15th Conference on Modelling Fluid Flow, Budapest, Hongrie, 2012. (Cité page 40.)
- M.V. Ötügen. Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step. *Experiments in Fluids*, 10(5) :273–280, 1991. (Cité page 124.)
- S.-H. Peng. Unsteady RANS Simulation of Turbulent Cavity Flow : Summary of 2D BaSeLine Computations. Rapport Technique FOI-R-1915-SE, FOI, December 2005. (Cité page 143.)
- R. Perrin. *Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005. (Cité page 87.)
- C.D. Pierce et P. Moin. Method for generating equilibrium swirling inflow conditions. *AIAA Journal*, 7 :1325–1327, 1998. (Cité page 17.)
- U. Piomelli. *Large-Eddy Simulations and Related Techniques*. VKI Lecture Series, Large-Eddy Simulations and Related Techniques, February 2010. (Cité page 18.)
- U. Piomelli et E. Ballaras. Wall-Layer Models for Large-Eddy Simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34 :349–374, 2002. (Cité pages 18, 19 et 20.)
- J. Piquet. *Turbulent Flows-Models and Physics*. Springer, 1999. (Cité pages 12 et 22.)
- E.B. Plentovich, R.L. Stallings, et M.B. Tracy. *Experimental cavity pressure measurements at subsonic and transonic speeds*. 1993. NASA Technical Report 3358, NASA. (Cité page 136.)
- S. B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. (Cité page 12.)
- S.W. Prorichick et S.J. Kline. An Experiment Investigation of the Structure of a Turbulent Reattaching Flow behind a Backward-Facing Step. Rapport Technique MD 42, Stanford University, 1983. (Cité page 123.)
- C.D. Pruett. Eulerian time-domain filtering for spatial large-eddy simulation. *AIAA Journal*, 38 (9) :1634–1642, 2000. (Cité page 15.)
- C.D. Pruett, T.B. Gatski, C.E. Grosch, et W.D. Thacker. The temporally filtered Navier-Stokes equations : properties of the residual stresses. *Physics of Fluids*, 15(8) :2127–2140, 2003. (Cité page 15.)
- L.F. Richardson. *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press, 1922. (Cité page 13.)

- A.W. Rizzi et M. Inouye. Time split finite volume method for three-dimensional blunt-body. *AIAA Journal*, 11 :1478–1485, 1973. (Cité page 189.)
- S.K. Robinson. Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23 :601–639, 1991a. (Cité page 18.)
- S.K. Robinson. *The Kinetics of Turbulent Boundary Layer Structure*. PhD thesis, Stanford University, 1991b. (Cité page 78.)
- D. Rockwell et E. Naudascher. Self-sustained oscillations of impinging free shear layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11 :67–94, 1979. (Cité page 137.)
- W. Rodi. Large-Eddy Simulations of the flow past bluff bodies. *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*. B.E. Launder, N.H. Sandham, Cambridge University Press, 2000. (Cité page 88.)
- W. Rodi, J.H. Ferziger, M. Breuer, et M. Pourquié. Status of large eddy simulation : results of a workshop. *Journal of Fluids Engineering*, 119(2) :248–262, 1997. (Cité page 84.)
- W. Rodi et G. Scheuerer. Scrutinizing the $k - \varepsilon$ turbulence model under adverse pressure gradient conditions. *Journal of Fluids Engineering*, 108 :174–179, 1986. (Cité page 27.)
- W. Rodi et D.B. Spalding. A two-parameter model of turbulence and its application to free jets. *Wärme und Stoffübertragung*, 3(2) :85–95, 1970. (Cité page 25.)
- P.L. Roe. Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes. *Journal of Computational Physics*, 43(2) :357–372, 1981. (Cité pages 192 et 199.)
- A. Roshko. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 10 :345–56, 1961. (Cité pages 86, 88, 111, 112 et 207.)
- J.E. Rossiter. Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds., 1964. Technical Report, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda. (Cité pages 136 et 138.)
- J. Rotta. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz I. *Zeitschrift für Physik*, 129 :547–572, 1951a. (Cité pages 25 et 30.)
- J. Rotta. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz II. *Zeitschrift für Physik*, 131 :51–77, 1951b. (Cité pages 25 et 30.)
- R. Ruderich et H.H. Fernholz. An Experimental Investigation of a Turbulent Shear Flow with Separation, Reverse Flow, and Reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 163 :283–322, 1986. (Cité page 123.)
- P.G. Saffman. A model for inhomogeneous turbulent flow. *Proceedings Roy. Soc. London Serie A*, 317(1530) :417–433, 1970. (Cité page 25.)
- P. Sagaut. *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Springer, 2009. (Cité page 14.)
- P. Sagaut. *Modélisation des écoulements en interaction NSE02*. Institut Jean Le Rond d’Alembert - Université Pierre et Marie Curie -Paris 6, 2010. (Cité page 12.)
- P. Sagaut, S. Deck, et M. Terracol. *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial College Press, 2006. (Cité page 12.)
- V. Sarohia. *Experimental and analytical investigation of oscillations in flows over cavities*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1975. (Cité page 136.)

- V. Sarohia. Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities. *AIAA Journal*, 15 :984–991, 1977. (Cité page 136.)
- K. Sasaki et M. Kiya. Three-Dimensional Vortex Structure in a Leading-Edge Separation Bubble at Moderate Reynolds Number. *Journal of Fluid Engineering*, 113 :405–410, 1991. (Cité page 123.)
- G. Schewe. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 133 :265–285, 1983. (Cité pages 86, 88, 97, 99, 111, 112 et 207.)
- R. Schiestel. Multiple Time Scale Modeling of Turbulent Flows in One Point Closures. *Physical Fluids*, 30(3) :722–731, 1987. (Cité page 40.)
- R. Schiestel. *Modélisation et Simulation des Écoulements Turbulents*. Hermes, 1993. (Cité page 22.)
- R. Schiestel et A. Dejoan. Towards a New Partially Integrated Transport Model for Coarse Grid and Unsteady Turbulent Flow Simulations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 18 : 443–468, 2005. (Cité pages 39, 40 et 42.)
- A. Schuster. On the investigation of hidden periodicities with application to a supposed 26 day of meteorological phenomena. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 3 :13–41, 1898. (Cité page 74.)
- A.N. Secundov. Application of a differential equation for turbulent viscosity to the analysis of plane non-self-similar flows. *Fluid Dynamics*, 6(5) :828–840, 1971. (Cité page 23.)
- M. Shur, P.R. Spalart, M. Strelets, et A. Travin. Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. W. Rodi and D. Laurence, éditeur, 4th *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, pages 669–678, 1999. (Cité page 33.)
- M.L. Shur, P.R. Spalart, M.K. Strelets, et A.K. Travin. A Hybrid RANS/LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(6) :1638–1649, 2008. (Cité page 37.)
- F. Simon, S. Deck, S. Guillen, P. Cayzac, et A. Merlen. Zonal Detached Eddy Simulation of Projectiles in the subsonic and transonic Regimes. *AIAA Journal*, 45(7) :1606–1619, 2007a. (Cité page 37.)
- F. Simon, S. Deck, S. Guillen, P. Sagaut, et A. Merlen. Numerical Simulation of the Compressible Mixing Layer Behind an Axisymmetric Trailing Edge. *Journal of Fluid Mechanics*, 591 :215–253, 2007b. (Cité page 37.)
- N. Sinha, S. M. Dash, D. Findlay, et N. Chidambaram. A perspective on the simulation of cavity aeroacoustics. 36th *AIAA Aerospace Sciences Meeting*. (Cité pages 136 et 139.)
- J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99–164, 1963. (Cité page 17.)
- B.R. Smith. The $k - \kappa$ turbulence model and wall layer model for compressible flows. 21st *Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, AIAA 90-1483, Seattle, WA, June 1990. (Cité page 30.)
- B.R. Smith. A near wall model for the $k - l$ two-equation turbulence model. 25th *Fluid Dynamics Conference*, AIAA Paper 94-2386, Colorado Springs, CO, USA, June 1994. (Cité pages 25 et 159.)
- R.M.C. So, H.S. Zhang, et C.G. Speziale. Near-wall modeling of the dissipation-rate equation. 30th *Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, AIAA paper 92-0441, Reno, Nevada, January 1992. (Cité page 27.)

- P.R. Spalart. Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $R_\theta = 1410$. *Journal of Fluid Mechanics*, 187(11) :61–98, 1988. (Cité page 14.)
- P.R. Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3) :252–263, 2000. (Cité pages 5 et 31.)
- P.R. Spalart. *Young-person's guide to Detached-Eddy Simulation grids*. 2001. NASA/CR-2001-211032, National Aeronautics and Space Administration, Langley Research Center, Hampton, Virginia 23681-2199. (Cité pages 34 et 89.)
- P.R. Spalart. Detached-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41 :181–202, 2009. (Cité page 36.)
- P.R. Spalart et S.R. Allmaras. A one-equation turbulence transport model for aerodynamic flows. 30th *Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, AIAA paper 92-0439, Reno, Nevada, January 1992. (Cité page 24.)
- P.R. Spalart et S.R. Allmaras. A one-equation eddy-viscosity model for aerodynamic flows. *La Recherche Aéronautique*, 1 :5–21, 1994. (Cité page 24.)
- P.R. Spalart et D. Bogue. The role of CFD in aerodynamics, off-design. *Aeronautical Journal*, June 2003. (Cité page 31.)
- P.R. Spalart, S. Deck, M. L. Shur, K.D. Squires, M.Kh. Strelets, et A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical Computational Fluid Dynamics*, 20 :181–195, 2006. (Cité page 35.)
- P.R. Spalart, W.-H. Jou, M. Strelets, et S.R. Allmaras. Comments on the feasibility of LES for wings and on hybrid RANS/LES approach. 1st *AFOSR International Conference on DNS/LES*, Advances in DNS/LES. Chaoqun Liu, Zhining Liu and Leonidas Sakell, Louisiana Tech University, 1997. (Cité pages 31, 32 et 34.)
- D.B. Spalding. The calculation of the length scale of turbulence in some shear flows remote from walls. *Progress in Heat and Mass Transfer*, 2, 1969. (Cité page 25.)
- D.B. Spalding. A two equation model of turbulence. *VDI Forsch-Heft*, 549 :5, 1972. (Cité page 25.)
- C.G. Speziale. Turbulence Modeling for Time-Dependent RANS and VLES. 15th *ICNMFD*, 1996. (Cité page 37.)
- C.G. Speziale. Turbulence Modeling for Time-Dependent RANS and VLES : a Review. *AIAA Journal*, 36(2) :173–184, 1998. (Cité page 37.)
- K.D. Squires. *Detached-Eddy Simulations of Turbulent Flows*. VKI Lecture Series, Large Eddy Simulation and Related Techniques, February 2010. (Cité page 32.)
- P. Stoica et R.L. Moses. *Introduction to spectral analysis*. Prentice Hall Upper Saddle River, New Jersey 07458, 1997. (Cité pages 74 et 76.)
- M. Strelets. Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows. 39th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 2001-0879, Reno, Nevada, USA, January 2001. (Cité pages 33, 35, 88, 97, 106, 128, 184 et 200.)
- C.J. Tam, P.D. Orkwis, et P.J. Disimile. Comparison of Baldwin-Lomax turbulence models for two-dimensional open cavity computations. *AIAA Journal*, 34(3) :629–631, 1995. (Cité page 139.)
- H. Tennekes et J. Lumley. *First course in turbulence*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England, 3rd edition, 1974. (Cité page 12.)

- M.B. Tracy et E.B. Plentovich. *Characterization of cavity flow fields using pressure data obtained in the Langley 0.3-meter transonic cryogenic tunnel*. 1993. NASA Technical Memorandum, Technical Report 4436, NASA. (Cité page 136.)
- M.B. Tracy et E.B. Plentovitch. *Cavity unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds*. 1997. NASA Technical Memorandum, Technical Report 3669, NASA. (Cité page 136.)
- A. Travin, M. Shur, P.R. Spalart, et M. Strelets. On URANS solutions with LES-like behaviour. *Proceedings of ECCOMAS congress on Computational Methods in Applied Science and Engineering*, Finland, July 2004. (Cité page 42.)
- A. Travin, M. Shur, P.R. Spalart, et M. Strelets. Improvement of Delayed Detached-Eddy Simulation for LES with Wall Modelling. *European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2006*. P. Wesseling and E. Oñate and E. Périaux, 2006. Egmond and Zee, The Netherlands. (Cité page 37.)
- A. Travin, M. Shur, M. Strelets, et P. Spalart. Detached eddy simulations past a circular cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, 63 :463–469, 1999. (Cité pages 88, 89, 111, 112 et 207.)
- A. Travin, M. Shur, M. Strelets, et P.R. Spalart. Physical and Numerical Upgrades in the Detached Eddy Simulation of Complex Turbulent Flows. 412 *EUROMECH Colloquium on LES of Complex Transitional and Turbulent Flows*. R. Friedrich and W. Rodi, 2000. (Cité page 33.)
- T.R. Troutt, B.S. Scheelke, et T.R. Norman. Organised Structures in a Reattaching Separated Flow Field. *Journal of Fluid Mechanics*, 143 :413–427, 1984. (Cité page 123.)
- M. Tyagi. *Large Eddy Simulations of Complex Turbulent Flows*. PhD thesis, Louisiana State University, 2002. (Cité pages 159 et 160.)
- B. van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme II : Monotonicity and conservation combined in a second order scheme. *Journal of Computational Physics*, 14 :361–370, 1974. (Cité page 193.)
- H.K. Versteeg et W. Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*. Pearson Prentice Hall, 1995. (Cité page 189.)
- P.R. Voke. Flow past square cylinder : test case LES2. *Proceedings of the Second ERCOFTAC Workshop on Direct and Large-Eddy Simulation*. J.P. Chollet and J.P. Voke and P.R. Kleiser, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Grenoble, France, September 1997. (Cité page 84.)
- A.-M. Vuillot, V. Couailler, et N. Liams. 3D Turbomachinery Euler and Navier-Stokes Calculations with a Multidomain Cell Centered Approach. 29th *Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA Paper 93-2576, Monterey, California, 1993. (Cité page 58.)
- P.D. Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Short, Modified Periodograms. *IEEE Transactions on Audio Electroacoustics*, AU-15 :70–73, 1967. (Cité pages 74, 76 et 145.)
- D.C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11) :1299–1310, 1988. (Cité pages 25, 28 et 42.)
- D.C. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 2006. (Cité pages 22, 24 et 27.)
- D.C. Wilcox et R.M. Traci. A complete model of turbulence. 9th *Fluid and Plasma Dynamics Conference*, AIAA paper 76-351, San Diego, California, USA, July 1976. (Cité page 25.)
- J.-Y. You et O.J. Kwon. Numerical comparisons between URANS and Hybrid RANS/LES at a high Reynolds number flow using unstructured meshes. *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, 11(1) :41–48, 2010. (Cité page 88.)

- L.L. Yuan, R.L. Street, et J.H. Ferziger. Large Eddy Simulation of a round jet in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 379 :71–104, 1999. (Cité page 158.)
- M.M. Zdravkovich. *Flow around circular cylinders. Volume 1 : fundamentals*. Oxford Science Publications, 1997. (Cité pages 84, 85, 86 et 87.)

Titre

Amélioration de la prévision des écoulements turbulents par une approche URANS avancée

Résumé

Ces travaux de recherche ont pour but d'évaluer la méthode dite de la "Simulation aux Echelles Adaptées" (SAS pour Scale-Adaptive Simulation). Cette approche coïncide avec une approche RANS classique dans les zones pariétales attachées et adapte le niveau de viscosité turbulente dans les zones décollées pour y permettre une résolution partielle des structures turbulentes. Dans une première partie, une analyse théorique du modèle SAS original a été menée et a permis de développer une correction visant à favoriser l'adaptation du niveau de viscosité turbulente dans les zones sièges d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz. Le modèle ainsi corrigé est nommé SAS- α L. Les modèles SAS et SAS- α L ont été implantés dans le code de calcul Navier-Stokes *elsA* de l'ONERA. À l'issue de cette étape, trois cas académiques d'écoulements turbulents instationnaires, cylindre à grand nombre de Reynolds, marche descendante et cavité transsonique, ont été simulés grâce aux trois modèles de turbulence SST, SAS et SAS- α L. Outre une comparaison aux bases de données expérimentales disponibles, une attention particulière a été portée à l'influence de paramètres numériques tels que des schémas numériques d'ordre élevé. Enfin, afin d'étudier la viabilité de l'approche SAS dans un contexte industriel, les trois modèles de turbulence ont été testés sur une configuration issue de l'industrie aéronautique et correspondant à la sortie d'air chaud d'un système de dégivrage des nacelles d'avion. La comparaison des prévisions obtenues avec les modèles SST, SAS et SAS- α L aux données expérimentales obtenues à l'ONERA a permis de montrer un gain de précision grâce à l'emploi de l'approche SAS et ce pour un coût de calcul compatible avec un cycle de conception industrielle.

Mots-clés

Turbulence, instationnaire, modèles, RANS, URANS, CFD, SST, Scale-Adaptive Simulation, cavité, cylindre, marche descendante, jet débouchant, schéma numérique, ordre élevé.

Title

Improvement of the turbulent flows predictions thanks to an upgraded URANS approach

Abstract

This research work is meant to assess an upgraded URANS approach, namely the Scale-Adaptive Simulation (SAS). This method is similar to a conventional RANS approach (namely the SST model) in attached areas and is able to adapt the eddy-viscosity level in detached areas to ensure the resolution, at least partially, of the turbulent structures. In a first part of this research work, an improvement of the SAS approach is suggested to allow a better sensitivity of the model to instabilities such as Kelvin-Helmholtz ones. This "improved" model is referred to as SAS- α L model. Both SAS and SAS- α L models were implemented in the ONERA Navier-Stokes solver *elsA* and both of them as well as the SST model were tested on academic test cases : a cylinder in a crossflow at a high Reynolds number, a backward-facing step flow corresponding to the Driver & Seegmiller experiment and the transonic flow over the M219 cavity experimentally investigated by de Henshaw. The influence of the numerical parameters was deeply investigated and particular attention was paid to the high-order space-discretization schemes effects. The reliability of the SAS approach in an industrial framework was assessed on an aeronautic configuration namely a nacelle de-icing device. Comparisons between the three models (SST, SAS and SAS- α L) and an experimental database available at ONERA - The French Aerospace Lab have shown the better accuracy of the SAS approach as well as the high potential of the SAS- α L model.

Keywords

Turbulence, unsteady flows, RANS, URANS, CFD, SST, Scale-Adaptive Simulation, cavity, cylinder, backward-facing step, jet in a crossflow, numerical schemes, high-order schemes.